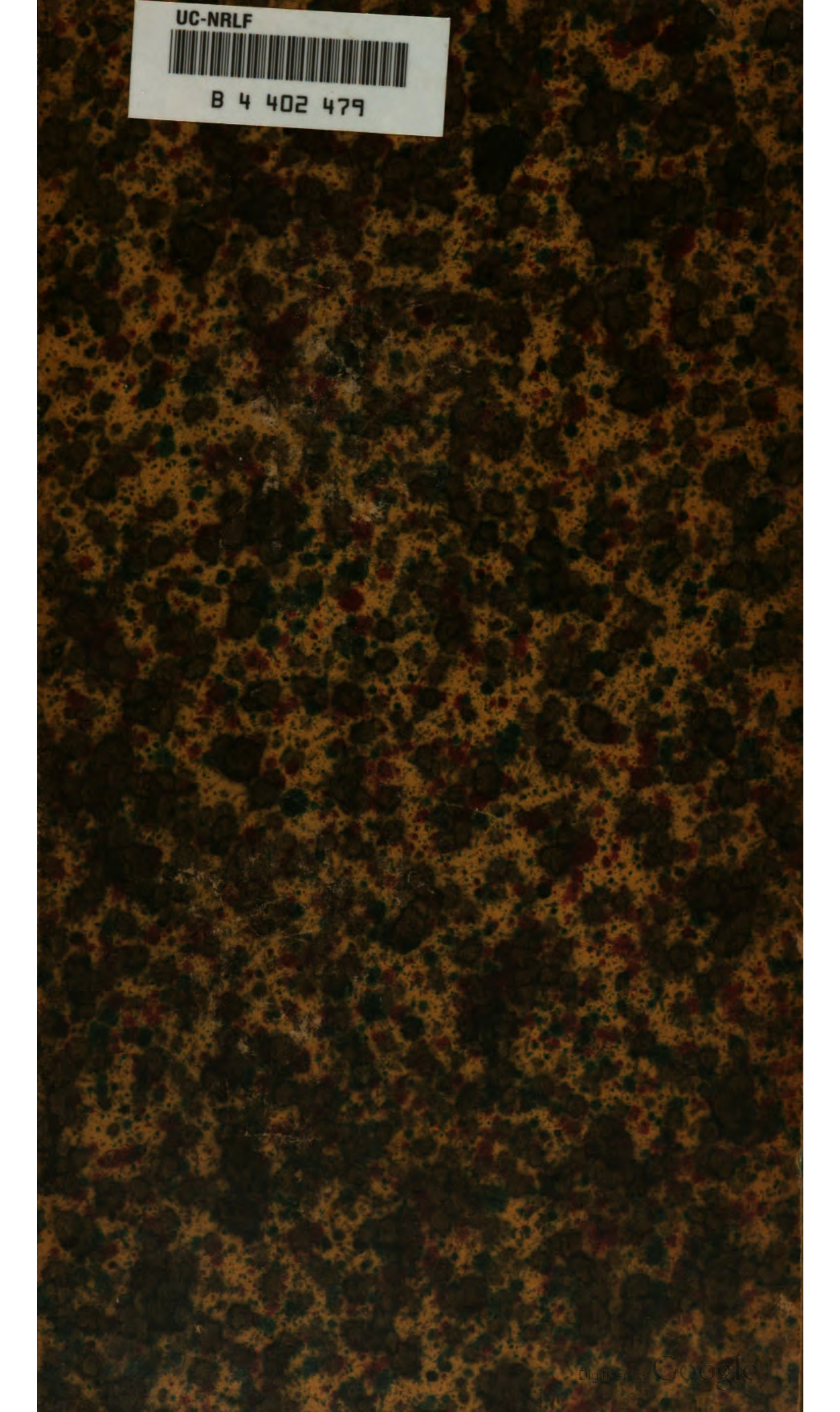
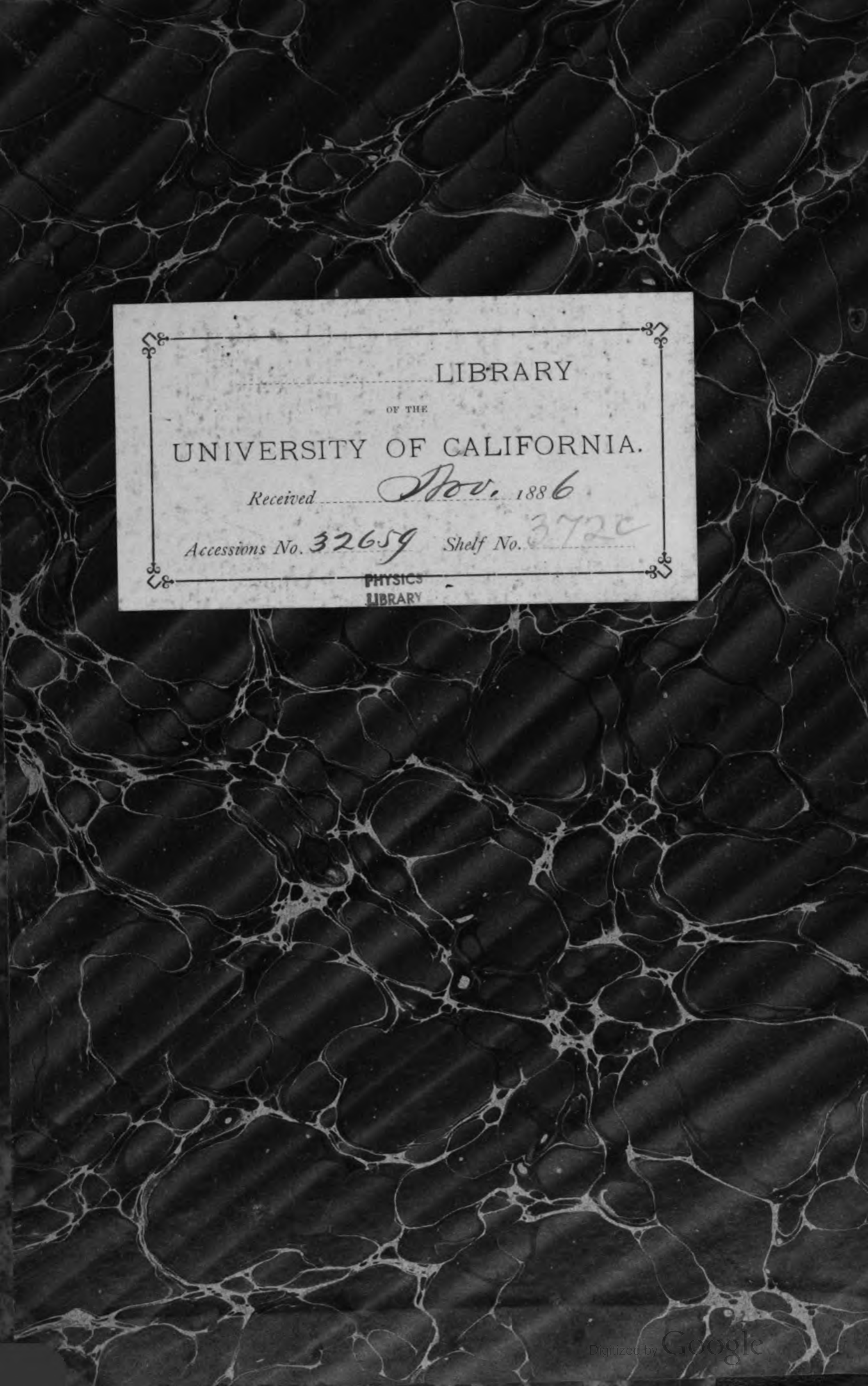




LIBRARY
OF THE
UNIVERSITY OF CALIFORNIA.
Received Nov. 1886
Accessions No. 32659 Shelf No. 372c
PHYSICS
LIBRARY
Digitized by Google



JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

PARIS. — IMPRIMERIE DE GAUTHIER-VILLARS

6613 Quai des Augustins, 55.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER.

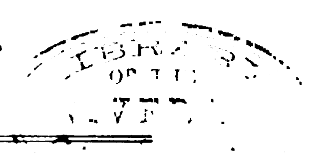
TOME DIXIÈME. — ANNÉE 1881.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
22, RUE DENFERT-ROCHEREAU, 22.

—

1881

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.



SUR L'ABSORPTION ATMOSPHÉRIQUE DES RADIATIONS ULTRA-VIOLETTES;

PAR M. A. CORNU.

1. *Sur la limite ultra-violette du spectre solaire.* — Je me suis proposé, depuis plusieurs années, d'obtenir la limite extrême du spectre solaire du côté ultra-violet, c'est-à-dire du côté des courtes longueurs d'onde. La connaissance exacte de la limite du spectre ou plutôt de la loi suivant laquelle décroît l'intensité du spectre continu idéal de la photosphère apporterait, sur la difficile question de la température du Soleil, des données au moins aussi importantes que les mesures thermiques correspondant aux radiations à grande longueur d'onde.

Malheureusement, comme on va le voir, l'atmosphère exerce sur les radiations à courte longueur d'onde une absorption si énergique, que la majeure partie du spectre solaire ultra-violet est, pour ainsi dire, brusquement interceptée d'une manière complète; l'étude que je m'étais proposée est donc actuellement impossible sous la forme simple que j'avais imaginée. Néanmoins, les résultats obtenus en vue de ces recherches présentent quelque intérêt, même au point de vue auquel je m'étais primitivement placé; ils jettent, en tout cas, un certain jour sur l'allure probable de l'absorption atmosphérique à l'autre extrémité du spectre, moins facile à étudier, et montrent que le phénomène thermique est plus com-

plexe que ne le suppose le mode expérimental généralement adopté pour l'évaluation de la température du Soleil.

Pour rester dans le domaine des faits et de leurs conséquences les plus immédiates, je me bornerai ici à donner un résumé succinct des expériences à l'aide desquelles j'ai cherché à obtenir photographiquement la limite ultra-violette du spectre solaire, l'analyse des conditions qui permettraient de reculer un peu cette limite et les vérifications expérimentales qui en dérivent.

Mode d'observation. — Le spectroscope dont je me sers généralement est composé d'un collimateur et d'une lunette, dont les objectifs sont respectivement formés par une lentille plan-convexe de quartz (d'environ $0^m,26$ de longueur focale pour la raie D); le prisme est en spath d'Islande : on utilise le rayon ordinaire, dont la dispersion est assez grande.

Au foyer de la lunette, on place une plaque fluorescente de verre d'urane pour la vérification approchée des réglages et finalement une petite glace sensibilisée par du collodion humide. La durée d'exposition varie, suivant les cas, de deux à six minutes, pour obtenir la limite extrême du spectre.

Au moyen d'un héliostat dont le miroir est remplacé par un prisme réflecteur en quartz, on concentre le faisceau de lumière sur la fente du collimateur, à l'aide d'une lentille de quartz.

La limite du spectre est variable suivant l'état de l'atmosphère, la nature du collodion employé et la durée d'exposition; mais en choisissant les plus belles journées, en adoptant un collodion de composition constante et une durée d'exposition toujours la même, on obtient des séries très comparables ([1]). Voici un exemple d'observation :

([1]) La composition du collodion et du révélateur que j'ai toujours employés de préférence est la suivante :

Collodion (mêler sans précaution et agiter).	Pyroxyle	1^{gr}	Révélateur.	Eau distillée	1000^{cc}
	Alcool	40^{cc}		Sulfate de fer	40^{gr}
	Éther	60^{cc}		Alcool	30^{cc}
	Iodure de cadmium	1^{gr}		Acide acét. crist.	30^{cc}
	Brom. de cadmium	$0^{gr},25$			

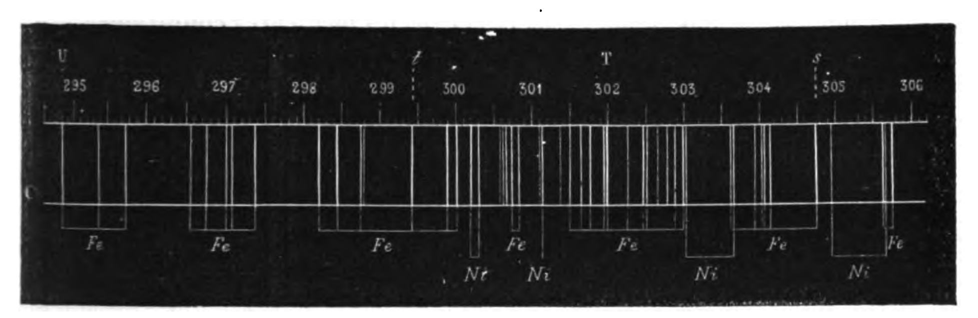
Le bain d'argent sensibilisateur contient de 7 à 8 pour 100 d'azotate d'argent. Pour renforcer le cliché, on ajoute quelques gouttes d'un bain d'argent à 2 pour 100 au révélateur.

11 *septembre* 1878. *Observation faite à Courtenay (Loiret). Latitude, 48° 2′ 20″; durée d'exposition, deux minutes et demie. Clichés renforcés une fois.*

10ʰ.30ᵐ matin.....	295,5	3ʰ.40ᵐ soir......	302,0
0. 2 soir......	295,0	4.17 »	304,5
1.18 »	295,5	4.38 »	307,0
1.50 »	297,0	5. 2 »	312,0
3. 9 »	299,0	5.14 »	315,0?

La limite du spectre est exprimée en longueurs d'onde, par comparaison avec la Carte que j'ai construite au moyen des observations faites pendant l'été de 1877, et dont je reproduis ici la partie utile.

Fig. 1.



D'après le Tableau précédent, on voit que l'étendue du spectre diminue avec la hauteur du Soleil, ce qui tend à prouver que c'est à l'absorption de l'atmosphère qu'est due cette limitation.

Après divers essais faits d'après cette manière de voir, j'ai été conduit à représenter par la courbe suivante les résultats des observations. On porte comme abscisse la longueur d'onde limite observée et comme ordonnée le *logarithme du sinus de la hauteur du Soleil* (on sait que les épaisseurs atmosphériques traversées par les rayons solaires sont sensiblement en raison inverse du sinus de la hauteur du Soleil). L'ensemble des points ainsi définis se trouve pour une même journée réparti sur une courbe à fort peu près rectiligne; les divergences proviennent d'altérations momentanées de la transparence de l'atmosphère.

La construction des points correspondant à plus d'une centaine d'observations aux diverses heures de la journée m'a conduit à adopter comme ligne moyenne la droite qui passe par le point ($\sin h = 0,49$ et $\lambda = 300$) et parallèle à la direction définie par deux points ($\sin h = 0,75$, $\lambda = 295$; $\sin h = 0,30$, $\lambda = 306$) relevés sur une courbe dont les ordonnées représentaient les sinus des hauteurs vraies du Soleil au début de l'observation. On en déduit l'équation empirique $\sin h = 0,49 . 10^{-0,036175(\lambda-300)}$, ou, si l'on calcule avec des logarithmes népériens, $\sin h = 0,49 e^{-0,08330(\lambda-300)}$.

La limite la plus éloignée que j'aie pu obtenir correspond à la longueur d'onde 293; elle a été atteinte avec certitude deux fois seulement, le 24 juin et le 18 août 1878, aux environs de midi. Les radiations de $\lambda = 294$ à 295 ont été atteintes bien des fois de mai à septembre 1877 et 1878, et récemment encore dès le 5 mai 1879.

Malgré les nombreux essais faits dans les meilleures conditions, soit à Paris, soit à la campagne, il m'a été impossible d'aller plus loin.

Lorsqu'on examine les causes d'erreur qui peuvent modifier systématiquement les résultats, on reconnaît que la durée d'exposition des clichés est à peu près la seule qu'on ait à redouter dans l'appréciation de la limite du spectre; or il se présente une circonstance extrêmement favorable : c'est que l'effet photographique se produit pour ainsi dire dans les premiers instants, de sorte que la prolongation de l'exposition n'ajoute que peu à l'étendue des radiations agissantes. C'est ce que j'ai établi par une série méthodique d'expériences, parmi lesquelles je citerai la suivante comme typique :

16 *octobre* 1878. *Courtenay*. $11^h 47^m$, T. M.

Durée de l'exposition (quatre épreuves sur le même cliché).	Longueur d'onde limite du côté ultra-violet.	Différences.
1^s	$\lambda = 306,5$	
		5,5
5	301	
		2,5
20	298,5	
		1,0
100	297,5	

Ainsi, les durées d'exposition variant à peu près en progression géométrique, les variations de la limite perceptible diminuent très

rapidement; d'après la loi que suivent les différences, pour reculer la limite seulement d'une demi-unité, il faudrait plus que quadrupler la durée d'exposition et la porter à cinq ou six cents secondes ou dix minutes. Aussi l'expérience a-t-elle montré qu'il était à peu près indifférent de dépasser deux à trois minutes pour la durée de l'exposition lorsque le temps est bien pur; lorsque l'on craint le passage de brumes légères, il est plus prudent de prolonger cette durée jusqu'à six minutes, afin d'augmenter les chances d'éclaircie.

Analyse des conditions qui permettraient de reculer la limite de l'observation. — La limitation du spectre ultra-violet paraissant due à l'absorption atmosphérique, peut-on espérer, en se plaçant dans des conditions plus favorables, reculer notablement la limite de visibilité? Nous allons voir, par l'analyse des conditions de l'expérience, que, d'après les faits observés, on ne doit pas attendre une amélioration bien considérable ou du moins en rapport avec les difficultés matérielles qu'il faudrait affronter.

Exprimons l'intensité P de l'impression photographique en fonction des éléments qui la déterminent; nous admettrons que l'intensité P, pour des valeurs très petites (les seules sur lesquelles nous ayons ici à raisonner), est proportionnelle à l'intensité J_λ de la radiation de longueur d'onde λ et à une fonction particulière de λ et du temps t; $P = J_\lambda F(\lambda, t)$. Cette fonction F représente la *sensibilité* de la couche impressionnable. Si la radiation, avant d'agir, est transmise par un milieu d'épaisseur ε ayant le pouvoir de transmission a_λ pour la radiation λ, l'intensité devient I_λ; $I_\lambda = J_\lambda a_\lambda^\varepsilon$, $a_\lambda < 1$. Le milieu absorbant étant limité par une surface sensiblement plane, la direction de transmission faisant un angle h avec le plan, on a

$$\varepsilon = \frac{l}{\sin h};$$

l est l'épaisseur normale du milieu absorbant supposé homogène; s'il n'est pas homogène, mais formé de couches parallèles de densité variable δ, l représente la hauteur équivalente calculée par la formule $l\delta_0 = \int \delta\, dz$, δ étant la densité correspondant à l'épaisseur z et δ_0 étant la densité choisie pour l'évaluation de la *hauteur réduite* l, car c'est la quantité de la matière traversée, et non

sa répartition, qui produit l'absorption. Substituant dans la valeur de P, on a

$$(1) \qquad P = J_\lambda F(t, \lambda) a_\lambda^{\frac{l}{\sin h}}.$$

Il y a trois fonctions inconnues de λ, à savoir J, F et a_λ; la forme particulière sous laquelle elles se présentent permet de les éliminer à l'aide de l'équation empirique fournie par les observations dont il a été question plus haut. En effet, on a déterminé pour un même lieu ($l = l_1$) la loi qui lie les hauteurs h du Soleil à la longueur d'onde limite λ observée, c'est-à-dire à celle qui donne l'impression photographique limite $P = \varpi$; ϖ est alors une constante, la même pour toutes les valeurs de λ. Prenant le logarithme des deux membres de l'équation précédente, où $P = \varpi$, $t = T$, durée constante de l'exposition,

$$\log \varpi = \log J_\lambda + \log F(T, \lambda) + \frac{l}{\sin h} \log a_\lambda,$$

qui se réduit à la forme $\frac{\sin h}{l} = \psi(\varpi, T, \lambda)$, puisque J_λ est une fonction de λ (J_λ représente la loi qui lie l'intensité de la radiation avec la longueur d'onde dans le spectre continu idéal de la photosphère).

Mais l'expérience a montré que dans le même lieu ($l = l_1$), pour une durée de pose constante (T = const.), la limite d'impression (ϖ = const.) était donnée par la loi $\sin h = 0,49 e^{-0,08330(\lambda - 300)}$, ou de la forme

$$\sin h = M e^{-m(\lambda - \lambda_0)}.$$

Substituant cette valeur de $\sin h$ et celle de l, la formule devient

$$(2) \qquad \frac{\sin h}{l} = \frac{M e^{-m(\lambda - \lambda_0)}}{l_1}.$$

Variation de la limite avec l'altitude. — Si l'on se reporte à la formule primitive (1), on voit que l'absorption est d'autant moindre que la hauteur solaire est plus grande et que l'épaisseur l est plus petite. On doit donc, en diminuant l'épaisseur atmosphérique, c'est-à-dire en augmentant l'altitude z du lieu d'observation, étendre la limite de visibilité du spectre.

La formule (2) donne précisément la loi cherchée, c'est-à-dire

l'étendue gagnée avec l'altitude. En effet, la quantité l est, à un facteur près, représentée par le poids d'une colonne atmosphérique ayant l'unité de base comme section; si donc on désigne par p la pression barométrique, on aura $l = Ap$, où la loi de décroissance de la pression avec l'altitude est donnée par une expression de la forme $p = p_0 e^{-\frac{z}{z_0}}$, z_0 étant la constante barométrique. Il vient finalement

$$\sin h = \mathrm{M} e^{-m(\lambda-\lambda_0)-\left(\frac{z-z_1}{z_0}\right)},$$

formule qui donne la loi approchée qui existe entre la longueur d'onde de la radiation du spectre solaire à la limite de visibilité pour une hauteur donnée h du Soleil et l'altitude z du lieu d'observation.

Nous pouvons maintenant savoir ce que l'on gagne par l'accroissement de l'altitude, à hauteur égale du Soleil; il suffit d'écrire que l'exposant de e est constant.

La longueur d'onde de la radiation limite et l'altitude sont donc liées par une fonction linéaire, de sorte que leurs variations finies ou infiniment petites sont proportionnelles; le coefficient de proportionnalité est $-mz_0$,

$$dz = -663^{\mathrm{m}},3\, d\lambda;$$

en substituant, $z_0 = 7963^{\mathrm{m}}$ (constante de Ramond, 18336^{m}, multipliée par le module des logarithmes vulgaires, ou 0,434294) et $m = 0,0833$.

Ainsi on a chance de reculer la limite de visibilité des radiations d'une quantité correspondant à une unité (millionième de millimètre) dans la longueur d'onde lorsqu'on s'élève de $663^{\mathrm{m}},3$ en altitude.

Ce gain est, relativement à la longueur du spectre que donnent les étincelles d'induction ou l'arc électrique, extrêmement faible. Si l'on songe que l'on ne peut guère faire d'observations régulières au-dessus de 4000^{m} d'altitude, on voit que le gain calculé n'atteint que six unités ou environ la moitié de la différence qui se présente de l'hiver à l'été; le résultat obtenu serait donc encore bien loin de correspondre aux efforts à dépenser pour aller installer des appareils à une altitude aussi grande.



II. *Observation de la limite ultra-violette du spectre solaire à diverses altitudes.* — Je me suis proposé d'étudier par l'expérience directe la variation de cette limite, en installant mes appareils ordinaires d'observation en différents points des Alpes, à des altitudes convenablement choisies.

J'aurais désiré atteindre une altitude aussi grande que celle à laquelle plusieurs observateurs ont porté leurs appareils pour l'étude de la radiation calorifique du Soleil, par exemple au sommet du mont Blanc ou du Breithorn. Malheureusement, je reconnus bientôt que cela était presque impossible dans le cas de mes expériences : les manipulations photographiques exigent une installation spéciale, des abris contre le vent et la lumière, et les observations, pour être concluantes, demandent un temps beaucoup plus long que celui pendant lequel on peut rester dans ces hautes régions.

Devant ces difficultés, qu'on ne pourrait surmonter qu'avec de grandes dépenses, j'ai cru devoir me contenter pour cette fois d'altitudes modérées (2600^m), mais réunissant des conditions relativement confortables, afin de pouvoir, pendant toute la journée, effectuer à loisir une série complète d'observations. J'ai pensé que ce que l'on perdrait par défaut d'altitude serait largement compensé par le soin et la tranquillité d'esprit que l'observateur apporterait à ses opérations.

Mettant à profit les indications données par plusieurs savants habitués aux expériences dans les montagnes, je me suis installé d'abord au Riffelberg, dans le massif du mont Rose, à une altitude de 2570^m. Cette station, où se trouve un hôtel convenable, est l'une de celles où les probabilités de temps clair sont les plus grandes. J'ai été très favorisé sous ce rapport, car j'ai eu trois belles journées consécutives, les 24, 25 et 26 juillet, pendant lesquelles j'ai obtenu vingt-neuf clichés du spectre solaire.

L'étude de l'influence de l'altitude étant en réalité une mesure différentielle, mesure à effectuer sur un élément très délicat et très fugace, il faut, pour arriver à une conclusion valable, non seulement que l'appareil d'observation soit le même, mais encore que les circonstances de toute nature soient aussi identiques que possible. En conséquence, je tâchai de réaliser une véritable mesure différentielle en transportant mes appareils à quelques kilomètres du Riffelberg, mais à 2000^m en contre-bas. Je m'installai dans le

petit village de Viège, au confluent de la vallée de Zermatt et de la vallée du Rhône (altitude, 657^m), et pendant la magnifique journée du 28 juillet 1879 je pus obtenir une série de quatorze clichés.

Dans ces conditions, la comparabilité des résultats est aussi complète que possible : mêmes appareils, même installation improvisée, par suite mêmes erreurs systématiques, mêmes conditions atmosphériques. Aussi la différence de position de la limite ultra-violette est-elle très nette; on en verra plus loin la valeur numérique.

Enfin, comme contre-épreuve, je répétai les observations au Rigi (à moitié chemin entre le Rigi Staffel et le Rigi Kulm, à 1650^m d'altitude). La journée du 1er août fut très belle jusqu'à 2^h, puis des brumes légères survinrent, comme cela arrive fréquemment dans ces parages. J'obtins une série de dix clichés; la limite observée aux environs de midi est intermédiaire entre celles observées au Riffelberg et à Viège. Les jours suivants ne furent pas assez purs pour permettre de faire des observations utiles.

L'examen micrométrique des clichés a donné les résultats suivants pour les limites extrêmes du spectre solaire ultra-violet; ils sont exprimés en longueurs d'onde :

	λ.	Altitude.
Riffelberg	293,2	2570^m
Rigi	294,8	1650
Viège	295,4	660
Différence (Riffel-Viège).	—2,2	1910

Les nombres ci-dessus étant très comparables entre eux, on peut en tirer une valeur directe du coefficient d'accroissement de visibilité avec la hauteur, que j'avais déduit des observations faites à Paris (50^m d'altitude) ou à Courtenay (Loiret) (170^m environ). Ce coefficient, calculé d'après la formule empirique qui lie la limite ultra-violette à la hauteur du Soleil, a été trouvé plus haut égal à 663^m; les résultats ci-dessus montrent que ce coefficient est trop faible. En effet, la différence d'altitude de 1910^m entre Viège et le Riffel n'a reculé la limite que de 2,2 unités, ce qui correspond à 868^m d'accroissement d'altitude par unité.

La belle série du 25 juillet, faite au Riffelberg, permet d'obtenir une valeur très approchée de ce coefficient d'accroissement. L'ensemble des résultats est représenté par une expression de la forme

$$\sin h = \mathrm{M}e^{-m(\lambda-\lambda_0)},$$

dans laquelle $m = 0,11256$. On en conclut, suivant l'analyse exposée précédemment,

$$dz = -mz_0 d\lambda \quad \text{ou} \quad dz = -896^{\mathrm{m}},3\, d\lambda.$$

Telle est la valeur théorique de ce coefficient, fondée sur des données précises. L'observation directe donne 868^{m}, en partant des observations du Riffel et de Viège : la concordance est donc aussi satisfaisante qu'on peut le souhaiter dans l'évaluation numérique de phénomènes aussi délicats et constitue une vérification des calculs théoriques qui lient les phénomènes observés en un seul point avec ceux qu'on observe à diverses altitudes.

III. *Démonstration directe de l'absorption des radiations ultra-violettes par l'atmosphère.* — La théorie précédente suppose que c'est l'atmosphère qui absorbe les radiations ultra-violettes suivant une progression extrêmement rapide lorsque la longueur d'onde diminue. J'ai réussi à montrer par une expérience directe cette absorption des radiations très réfrangibles.

Un tube de 4^{m} de longueur, fermé à ses deux extrémités par deux lames de spath fluor, a été intercalé entre le collimateur et le prisme du spectroscope formé par des objectifs et des prismes de quartz.

Devant la fente du collimateur on fait jaillir une forte étincelle d'induction entre deux électrodes d'aluminium et l'on observe le spectre soit avec un oculaire fluorescent, soit avec un oculaire photographique : l'aluminium donne le spectre le plus étendu qu'on connaisse; les trois derniers groupes de raies sont les derniers termes de l'échelle conventionnelle bien connue (*Journal de Physique*, t. VIII, p. 187). Lorsque le tube est plein d'air, on ne voit aucune trace de la raie 32 du spectre de l'aluminium; mais, si l'on fait progressivement le vide, la raie 31 gagne notablement en intensité, la raie 32 apparaît bientôt et finalement surpasse en

éclat la raie 31 ; la raie 30, qui varie extrêmement peu, sert de repère et rend très faciles ces appréciations relatives d'intensité. Si on laisse rentrer l'air dans le tube, les mêmes phénomènes se reproduisent en ordre inverse.

Ainsi, l'absorption des radiations très réfrangibles par l'atmosphère est démontrée : l'explication admise pour rendre compte de la variation de la limite ultra-violette du spectre solaire est donc légitime.

IV. *Sur la loi de répartition suivant l'altitude de la substance absorbant dans l'atmosphère les radiations solaires ultra-violettes.* — Les résultats précédents peuvent se résumer ainsi :

1° La longueur d'onde λ de la radiation à la limite de visibilité photographique observée dans le spectre ultra-violet, lorsque le Soleil est à une hauteur h au-dessus de l'horizon, est donnée empiriquement par une expression de la forme

$$\log \sin h = m\lambda + n,$$

m et n étant deux constantes; de sorte que, si l'on prend le logarithme sinus de la hauteur du Soleil comme ordonnée et la longueur d'onde comme abscisse, la ligne représentative des points ainsi définis, correspondant aux diverses heures de la journée, est une droite.

2° A des altitudes croissantes, la droite représentative se déplace parallèlement à elle-même, proportionnellement à la variation d'altitude, dans le sens d'un accroissement de visibilité du spectre; le taux de la progression q est d'environ $868^{m},2$, c'est-à-dire qu'à hauteur égale du Soleil on voit reculer d'une unité (millionième de millimètre) sur l'échelle des longueurs d'onde la limite visible lorsqu'on s'élève de $868^{m},2$, de sorte que l'équation de la droite prend la forme

$$\log \sin h = m\left(\lambda + \frac{z}{q}\right) + n. \tag{3}$$

La loi représentée par (3) ne peut être, à un point de vue rigoureux, qu'une loi approximative; on peut toutefois se demander quelles conséquences on pourrait en déduire si on la considérait comme exacte, sinon comme valeur numérique des coefficients, du

moins comme forme mathématique; envisagée à ce point de vue, elle impose à la constitution optique de l'atmosphère des conditions qu'il est intéressant de mettre en évidence, car elles peuvent caractériser la nature des substances qui exercent l'absorption et les lois qui régissent ce phénomène.

Pour traiter la question par le calcul, on ne peut pas, avec le nombre restreint des données expérimentales dont nous disposons, aborder le problème de la constitution de l'atmosphère dans toute sa généralité; nous allons nous borner au cas simple, et d'ailleurs très vraisemblable, dont voici l'énoncé :

On supposera que le pouvoir absorbant de l'atmosphère (formée de couches horizontales) est dû à une substance unique ou à un mélange homogène, entrant dans l'air pour une proportion variable et inconnue suivant l'altitude.

Le problème étant ainsi posé, les résultats précédents suffisent à déterminer la loi inconnue de répartition de la matière absorbante avec l'altitude et à exclure par là même certaines causes auxquelles on pouvait attribuer jusqu'ici l'absorption des radiations ultra-violettes.

Voici les résultats auxquels on parvient en traitant la question par le calcul (¹) :

La masse de la matière absorbante est à chaque altitude proportionnelle à la pression barométrique, par conséquent *dans un rapport constant avec la masse de l'air atmosphérique.*

Ce résultat exclut immédiatement la vapeur d'eau comme matière absorbant les radiations ultra-violettes. En effet, le poids de la vapeur d'eau est loin d'être en rapport constant avec le poids de l'atmosphère : la proportion diminue au contraire rapidement avec l'altitude.

On conclut des formules empiriques qui donnent le poids d'eau hygrométrique avec l'altitude que, *si l'absorption des radiations ultra-violettes était due exclusivement à l'action de la vapeur*

(¹) Voir *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XC, séance du 26 avril 1880.

d'eau distribuée avec l'altitude suivant la loi que l'expérience indique, l'accroissement de visibilité du spectre solaire ultra-violet serait d'une unité (millionième de millimètre) sur l'échelle des longueurs d'onde pour un accroissement d'altitude de 286^m,9. L'observation directe ayant donné trois fois plus, c'est-à-dire une unité pour 868^m,2, il y a lieu de rejeter la vapeur d'eau comme cause exclusive de l'absorption des radiations ultra-violettes.

Il est fort curieux que la vapeur d'eau, qui paraît jouer le rôle prédominant dans l'absorption des radiations peu réfrangibles du spectre, ne soit pas la substance qui exerce l'influence principale dans l'absorption des radiations ultra-violettes.

J'ai tenu à vérifier ce résultat par une expérience directe : j'ai constaté que l'air saturé d'humidité à 15° et l'air soigneusement desséché, observés sous une épaisseur de 4^m dans l'appareil précédemment décrit (*Comptes rendus*, t. LXXXVIII, p. 1290), ne présentent aucune différence appréciable dans l'absorption qu'ils exercent sur les radiations très réfrangibles du spectre de l'aluminium.

L'eau, à l'état liquide, agit également d'une manière très différente sur les deux extrémités du spectre. M. Soret a montré, en effet, que l'eau distillée est parfaitement transparente pour les radiations très réfrangibles (*Archives de Genève*, mars 1878), puisqu'une colonne d'eau distillée de 1^m,16 laisse passer la radiation n° 28 (spectre du zinc, $\lambda = 206$) ; au contraire, pour les radiations infra-rouges, l'eau est si opaque, d'après les expériences de notre confrère M. Desains, que 0^m,01 d'épaisseur enlève au spectre calorifique des métaux incandescents la moitié de leur longueur et les trois quarts de leur intensité (*Comptes rendus*, t. LXXXIV, p. 286).

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LE PSYCHROMÈTRE A FRONDE;

PAR M. J. MACÉ DE LÉPINAY.

Le psychromètre est extrêmement commode pour les usages de la Météorologie ; mais, sous sa forme actuelle, il est soumis à de

nombreuses causes d'erreur, qui ont été longuement étudiées par Regnault, et qui sont les suivantes :

1° Dans la formule employée,

$$f' - f = AH(t - t'),$$

où t et t' sont les températures indiquées par les deux thermomètres sec et humide, f' la tension maxima de la vapeur d'eau à la température t', f la tension actuelle cherchée de la vapeur d'eau dans l'atmosphère, H la pression atmosphérique mesurée en millimètres de mercure, le coefficient A dépend essentiellement du lieu où l'on opère. C'est ainsi que, d'après Regnault, ce coefficient varie de 0,00074 à 0,00128, selon qu'on opère à l'air libre ou dans une petite salle fermée ([1]).

2° Ce coefficient dépend également, et dans une forte proportion, de la vitesse avec laquelle l'air circule autour du réservoir du thermomètre mouillé (cette vitesse n'est autre que la vitesse du vent, lorsqu'on opère à l'air libre). Il résulte de là qu'il est impossible d'employer pratiquement le psychromètre à l'air libre, en lui conservant sa forme actuelle.

3° Dans aucun cas, le coefficient A ne prend la valeur qu'August, de Berlin, a calculée par la théorie ; mais sa valeur déterminée par l'expérience est notablement supérieure à la précédente.

Toutes ces causes d'erreur peuvent disparaître complètement, ainsi que l'expérience a pu le montrer, par l'emploi simultané de deux thermomètres à fronde : l'un sec, destiné à mesurer la température de l'air ambiant; l'autre, dont le réservoir est entouré de mousseline constamment humide et qui donnera la température t'. Les considérations qui me conduisirent à cette modification du psychromètre furent les suivantes.

Un thermomètre sec, suspendu à la muraille d'une chambre, est fortement influencé par le rayonnement des corps voisins, tandis qu'un thermomètre à fronde donne seul avec une exactitude suffisante la température de l'air ambiant, ce qui tient à ce qu'un contact plus parfait s'établit entre le réservoir du thermomètre et l'air atmosphérique. Les mêmes considérations sont directement applicables à un thermomètre à réservoir mouillé.

([1]) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3ᵉ série, t. XV.

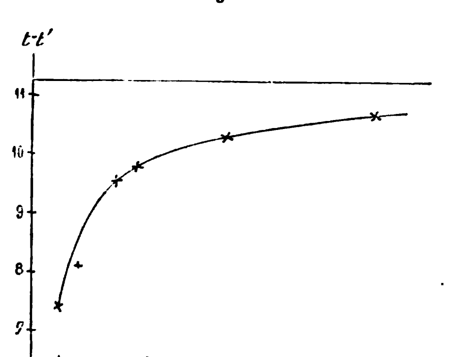
D'autre part, Regnault, en faisant circuler avec une vitesse croissante de l'air sec dans un tube dans lequel était suspendu un psychromètre, obtint pour $t - t'$ les valeurs suivantes :

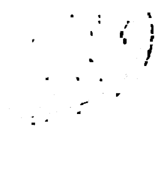
t.	$t - t'$.	Gaz écoulé en une minute.
14°,96	7°,38	797^cc
»	8,09	1096
»	9,54	1466
»	9,80	1845
»	10,29	3045
»	10,63	5067

La valeur de $t - t'$, calculée par la formule d'August, est 11°,23.

Mais traçons une courbe représentative de ces expériences en prenant pour abscisses les volumes du gaz écoulé, pour ordonnées les valeurs de $t - t'$. Nous obtiendrons la courbe de la *fig.* 1. Cette

Fig. 1.





courbe nous montre de suite que, pour des vitesses de déplacement de gaz de plus en plus grandes, la différence $t - t'$ augmente rapidement d'abord, puis de plus en plus lentement, et semble tendre vers une valeur limite, peu différente de la valeur théorique lorsque la vitesse du gaz devient assez grande.

Une conséquence immédiate de ces résultats est que, en em-

ployant un thermomètre mouillé à fronde tournant avec une vitesse suffisante, on arrivera à obtenir pour A une valeur sensiblement constante, c'est-à-dire indépendante d'une variation dans la vitesse de rotation de l'appareil, et par suite aussi de la vitesse du vent. C'est ce que l'expérience, comme on le verra plus loin, vérifie complètement.

Marche des expériences. — On prit, pour vérifier l'exactitude de ces prévisions, deux thermomètres à fronde, gradués en degrés seulement, mais au moyen desquels on obtenait facilement le dixième de degré. Une plus grande précision des mesures était inutile, car, pendant la durée même d'une expérience, les indications de l'un comme de l'autre des thermomètres éprouvaient parfois des variations qui atteignaient ou dépassaient même $0°,1$.

Le réservoir du thermomètre humide était entouré d'un morceau de mousseline en une seule épaisseur sur toute la longueur du réservoir, mais repliée en une sorte de nœud épais immédiatement au-dessus. Grâce à cette disposition, en imprégnant bien complètement d'eau distillée le morceau de mousseline, l'eau s'écoulait d'une manière continue du nœud sur l'enveloppe du réservoir, et cela partie par capillarité, partie aussi, pendant la rotation, par l'action de la force centrifuge.

On peut constater aisément d'ailleurs que, dans ces conditions, l'enveloppe du réservoir restait parfaitement humectée d'eau même après une ou deux minutes de rotation, temps plus que suffisant pour que la température donnée par le thermomètre mouillé atteignît sa valeur minima. La meilleure preuve que les conditions nécessaires étaient bien remplies se trouve dans ce fait que la température minima, une fois atteinte, restait fixe pendant assez longtemps en continuant le mouvement de rotation. Si l'eau humectant l'enveloppe eût été trop rapidement épuisée, la température n'aurait pas tardé à remonter.

Pour effectuer une expérience, on employait, concurremment au psychromètre à fronde, l'hygromètre à condensation si précis de M. Alluard. On préféra ce mode de mesure de la tension de la vapeur d'eau dans l'atmosphère à l'emploi de l'hygromètre chimique employé par Regnault, parce que ce dernier exige pour une opération complète un laps de temps trop considérable, pendant le-

quel l'état hygrométrique de l'air peut varier notablement, surtout lorsqu'on opère à l'air libre. On eut soin, pour éliminer ces mêmes causes d'erreur, de croiser les expériences, ainsi que le montre le Tableau suivant, relatif aux mesures effectuées le 18 octobre 1880 :

$$t' = 15^{\circ},65,$$
$$t = 19,25,$$
$$\theta = 13,35,$$
$$t = 19,25,$$
$$t' = 15,65.$$

θ désigne, dans ce Tableau, la température à laquelle la rosée commence à se déposer sur la plaque dorée de l'hygromètre. De ces mesures on déduit

$$f = 11^{mm},423, \quad f' = 13^{mm},243,$$

et l'on obtient, en posant simplement $f' - f = B(t - t')$,

$$B = 0,506.$$

Résultats obtenus. — I. On a vu plus haut les raisons pour lesquelles on pouvait espérer, par l'emploi du thermomètre humide à fronde, atteindre un abaissement de température indépendant de la vitesse relative de l'air par rapport au réservoir, par conséquent indépendant de la vitesse du vent lorsqu'on opère à l'air libre.

Pour contrôler l'exactitude de ces prévisions, il suffit, après avoir atteint la température minima t', et cela en donnant au thermomètre un mouvement extrêmement rapide, de recommencer immédiatement l'expérience, mais en donnant un mouvement de rotation, le plus lent possible, au thermomètre. *Dans tous les essais qui furent faits, on ne put observer aucune différence entre les deux températures ainsi obtenues.*

Dans les expériences qui suivent (16 octobre 1880), on s'est proposé de suivre de plus près la marche du phénomène, en mesurant chaque fois, d'une part le nombre de tours effectués en une minute par le thermomètre (le mouvement donné étant bien régulier) et d'autre part la température minima obtenue. Les nombres trouvés ainsi furent les suivants :

Nombre de tours en une minute.	Vitesses relatives.	Température t'.
99	248^{m}	15°,20
171	429	15,20
186	467	15,15
240	602	15,30

Les nombres inscrits dans la deuxième colonne du Tableau expriment le chemin parcouru par le réservoir en une minute, ce qu'on obtient en multipliant le nombre de tours par la longueur de la circonférence décrite par ce réservoir (rayon de la circonférence, $0^{m},40$ environ). Ces nombres expriment donc la vitesse relative de l'air par rapport au réservoir.

On voit que la température minima obtenue est indépendante, à $0^{\circ},1$ près, de la vitesse de rotation. On peut aller encore plus loin, car les légères variations observées doivent être mises sur le compte des variations possibles de l'état hygrométrique de l'air. En effet, si elles provenaient réellement de l'influence de la vitesse de rotation, la température t', au lieu de s'élever légèrement quand la vitesse devient très grande, devrait au contraire s'abaisser.

II. Le plus grand nombre des expériences a été fait dans une salle de faibles dimensions, munie de trois petites fenêtres qui restaient largement ouvertes pendant les mesures. On ne commençait d'ailleurs les expériences qu'après avoir maintenu les fenêtres ouvertes pendant une demi-heure environ, afin de permettre à l'état hygrométrique de la salle de se mettre en équilibre avec celui de l'air extérieur. Les valeurs obtenues pour B furent les suivantes :

t.	t'.	B.
19°,35	14°,65	0,545
16,45	10,95	0,502
17,15	12,40	0,524
19,25	13,70	0,529
19,25	14,85	0,520
19,25	15,65	0,506
11,25	7,80	0,550
	Moyenne...	0,525

On peut conclure de ces expériences que la formule employée,

$$f' - f = B(t - t'),$$

permet de calculer avec une assez grande exactitude la tension actuelle de la vapeur d'eau. En effectuant en effet les calculs pour chaque expérience, et cela en employant la valeur moyenne 0,525 du coefficient, on retrouve la tension f observée à l'hygromètre à condensation, avec une erreur possible qui atteint au plus $0^{mm},1$.

III. Ces mêmes expériences ont été reprises à l'air libre, au centre d'une vaste cour, et cela en profitant de journées où l'air était sensiblement calme. L'expérience a démontré en effet que, lorsque cette dernière condition n'est pas réalisée, les indications de l'hygromètre à condensation subissent de brusques variations, qui montent parfois à 1°.

Je dois ajouter d'ailleurs que le thermomètre humide suivait exactement ces variations, qui, pour lui, atteignaient dans les mêmes conditions 0°,6.

Voici les résultats obtenus dans les circonstances les plus favorables :

t.	t'.	B.
20°,35	16°,50	0,547
19,85	16,30	0,500
19,25	16,65	0,511
19,35	16,65	0,538
	Moyenne...	0,524

On retrouve donc exactement la moyenne obtenue précédemment.

D'autres observations furent également faites dans la chambre où les premières mesures avaient été effectuées, mais dans des conditions différentes des premières : immédiatement après une expérience complète, faite avec toutes fenêtres ouvertes, on fermait rapidement ces dernières et on faisait tourner de suite le thermomètre à fronde humide. On observa constamment que la température minima t' ainsi obtenue était identique à celle que l'on venait de trouver immédiatement auparavant, les fenêtres étant

ouvertes. Or, dans ces circonstances, ni l'état hygrométrique ni la température de l'air n'avaient eu le temps de varier.

On peut donc conclure de toutes ces expériences que *les indications données par le psychromètre à fronde sont indépendantes du lieu où l'on opère et indépendantes de la vitesse du vent.*

On a donc dans le psychromètre à fronde un appareil extrêmement commode à manier et à transporter, et suffisamment précis, puisqu'il donne la tension de la vapeur d'eau à $0^{mm},1$ près environ.

IV. De toutes ces expériences on peut tirer encore une autre conclusion, que les expériences de Regnault, discutées plus haut (*voir* la *fig.* 1), permettent de prévoir. La valeur moyenne de B étant 0,525 et la pression moyenne au lieu où furent faites toutes les observations étant 758^{mm}, on peut calculer la constante A de la formule d'August :

$$f' - f = AH(t - t').$$

On trouve ainsi $A = 0,000693$, valeur qui ne diffère que de $\frac{1}{10}$ environ de la valeur théorique (0,000635), calculée par August.

DU PARTAGE DES COURANTS INSTANTANÉS;

PAR M. MARCEL BRILLOUIN,
Docteur ès Sciences mathématiques.

J'ai étudié ailleurs [1] la distribution des courants dans des systèmes de fils conducteurs immobiles, à chaque instant de la période variable. C'est du partage des quantités totales d'électricité mise en jeu pendant cette période que je veux parler ici.

I. Je considère un fil communiquant, par ses deux extrémités, soit avec un système de fils conducteurs fermés, soit avec des capa-

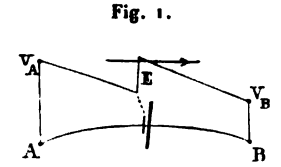
(1) Thèses présentées à la Faculté des Sciences pour le doctorat ès Sciences mathématiques, juillet 1880 (*Annales de l'École Normale*, janvier 1881).



cités suffisantes pour que l'on puisse regarder l'intensité comme uniforme à chaque instant dans toute l'étendue du fil.

On sait que l'équation générale de l'induction dans ce fil, en

Fig. 1.



présence d'autres fils parcourus par des courants variables, ainsi que d'aimants, est

$$E = Ri + \frac{d}{dt}(2wi + \Sigma WI) + \frac{dN}{dt} + V_B - V_A,$$

où E est la force électromotrice constante ou variable de la pile rapportée à la direction positive AB, V_B, V_A les potentiels électrostatiques variables aux extrémités du fil, R la résistance constante ou variable du fil AB, w le potentiel électrodynamique du fil sur lui-même (coefficient de *self-induction*), W le potentiel mutuel du fil donné avec les fils voisins (coefficient d'*induction mutuelle*), potentiels qui sont constants ou variables suivant que les fils sont immobiles ou subissent des déplacements et déformations (1), et $\frac{dN}{dt}$ le travail, rapporté à l'unité d'intensité dans le fil, des forces électromagnétiques qui s'exercent entre les aimants permanents et le fil pendant les déformations ou déplacements relatifs.

Considérons un groupe de fils réunis par leurs extrémités, de manière que chacun fasse partie d'un circuit fermé que complètent les autres fils. Aux divers sommets de ce groupe peuvent d'ailleurs aboutir d'autres conducteurs, par lesquels arrivent des courants dont on ignore l'origine.

---

(1) Si tous les circuits ne sont pas fermés, les expressions analytiques de w et W ne sont connues qu'à une fonction près des distances des extrémités des fils :

$$W = \int_A^B \int_{A'}^{B'} \frac{\cos \varepsilon}{r}\, ds\, ds' + \varphi(r_{AA'}) - \varphi(r_{AB'}) - \varphi(r_{BA'}) + \varphi(r_{BB'})$$

L'équation de chaque fil est

$$E_1 = R_1 i_1 + \frac{d}{dt}(2w_1 i_1 + \Sigma W_{1h} i_h + \Sigma W_{1n} I_n) + \frac{dN}{dt} + V_B - V_A,$$

où les i désignent les intensités dans les fils du groupe, et les I les intensités dans les fils extérieurs.

Les équations des sommets sont

$$\Sigma(i + I) = 0.$$

Multiplions par dt et intégrons depuis un état permanent jusqu'à un autre état permanent; il vient, en supposant la résistance constante,

$$\Sigma(q + Q) = 0,$$

$$\int_0^t E_1 dt = R_1 q_1 + (2w_1 i_1 + \Sigma W_{1h} i_h + \Sigma W_{1n} I_n)_0^t + (N)_0^t + \int_0^t (V_B - V_A) dt.$$

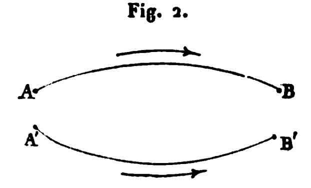
---

et

$$2w = \int_A^B \int_A^B \frac{\cos \varepsilon}{r} ds ds' + 2\varphi(0) - 2\varphi(r_{AB}).$$

Cela tient à l'impossibilité de soumettre la fonction φ à l'expérience, soit que les

Fig. 2.



circuits se ferment toujours, comme le suppose Maxwell, soit qu'on n'ait pas encore trouvé la forme d'expérience décisive.

J'ai montré dans le travail déjà cité, et c'est presque évident, que dans des systèmes de fils quelconques, n'ayant pas d'extrémité libre, les phénomènes d'induction sont complètement indépendants des fonctions φ. On s'assurera facilement qu'il en est de même dans tous les cas que je vais examiner ici.

Il n'y a pas d'ambiguïté pour $\frac{dN}{dt}$, l'action d'un aimant sur un élément de courant étant directement accessible à l'expérience.

Prenant les équations relatives à une série de fils du groupe formant un circuit fermé, et ajoutant avec un signe déterminé par le sens positif choisi sur le fil, les potentiels électrostatiques aux sommets disparaissent, et l'on a des équations analogues à celles de Kirchhoff,

$$\mathrm{S}\int_0^t E_1\,dt = \mathrm{S}\,R_1 q_1 + \mathrm{S}\,(2w_1 i_1 + \Sigma W_{1k} i_h + \Sigma W_{1n} I_n)_0^t + \mathrm{S}\,(N)_0^t,$$

mais qui sont en général compliquées de termes supplémentaires. On voit cependant que dans certains cas ces termes peuvent disparaître. Il y a donc deux divisions principales à faire dans cette étude, suivant que le partage suit ou ne suit pas les lois d'Ohm. Examinons d'abord le premier cas.

I. — Partage des quantités d'électricité suivant les lois d'Ohm.

Toutes les fois que l'énergie totale de l'unité de courant dans chacun des fils du groupe reprend à la fin de la période la valeur qu'elle avait au début, le partage des quantités d'électricité se fait comme si les lois d'Ohm s'appliquaient, les résistances et les forces électromotrices des piles étant supposées constantes.

Les termes

$$(2w_1 i_1 + \Sigma w_{1h} i_h + \Sigma W_{1n} I_n + N)_0^t$$

sont en effet nuls, et les équations se réduisent à

$$\int_0^t E_1\,dt = R_1 q_1 + \int_0^t (V_B - V_A)\,dt$$

pour chaque fil, et, pour chaque système formant un circuit fermé, à

$$\mathrm{S}\int_0^t E_1\,dt = \mathrm{S}\,R_1 q_1.$$

c'est-à-dire ce qu'auraient donné les équations de Kirchhoff rela-

tives à l'état permanent, intégrées pour le même intervalle de o à t, si les variations des forces électromotrices des piles avaient été les mêmes pendant cet intervalle. Pour que la condition relative aux forces électromotrices des piles soit satisfaite dans la pratique, il faut supposer qu'aucun fil du groupe ne contienne de pile polarisable, car la force électromotrice dépend alors de l'intensité du courant qui traverse la pile à chaque instant.

Cas particuliers. — 1. *Circuits et aimants immobiles.* — Le partage des quantités d'électricité se fait comme celui des courants constants si les intensités de tous les courants qui arrivent par les fils extérieurs aux sommets du groupe considéré reprennent à la fin de la période la même valeur qu'au début.

Les courants dans les fils mêmes du groupe reprennent aussi leur valeur initiale, et l'énergie totale ne change pas.

Exemples. — La période variable dans les fils extérieurs peut être produite par des mouvements d'aimants, ou d'autres courants voisins, par les variations d'intensité de ceux-ci, pourvu qu'ils ne soient pas en communication conductrice directe ou indirecte avec les fils du groupe et en soient assez éloignés pour n'avoir pas d'influence inductrice directe sur ces mêmes fils.

La décharge d'une pile polarisée de Planté, celle d'une capacité satisfont aux mêmes conditions.

2. *Circuits et aimants mobiles.* — L'immobilité des fils et des aimants pendant la période variable produite par l'arrivée d'électricité aux sommets du groupe n'est pas nécessaire pour que les quantités d'électricité se partagent comme feraient des intensités permanentes.

Je suppose toujours que les courants qui arrivent par les fils extérieurs aient même intensité à la fin qu'au début et, de plus, que les mouvements du groupe de fils considéré soient achevés dans le même espace de temps de o à t : alors les intensités dans tous les fils reprendront la même valeur. Il suffit que les W et les N reprennent aussi la même valeur, pour que l'énergie totale soit conservée.

Exemples. — 1° Certaines bobines des fils du groupe tournent de 360° autour d'un diamètre.

2° Toutes les bobines qui ont des actions mutuelles tournent à la fois de 180° si aucun aimant n'agit sur elles.

3° Toutes les bobines qui ont des actions mutuelles, ainsi qu'avec un certain nombre d'aimants permanents, tournent de 180°, ainsi que les aimants.

En effet, dans le premier cas, les W et N restent exactement les mêmes.

Dans le deuxième et le troisième cas, pour une partie des bobines et des aimants n'ayant d'action qu'entre eux, on change deux fois les signes dans les W et N, sans changer les valeurs absolues, ce qui, en somme, ne fait aucune altération.

Il importe de remarquer que rien n'exige que la durée de cette période variable soit très courte.

3. Un des cas particuliers les plus importants est celui d'un galvanomètre employé avec un shunt.

Si un courant variable traverse un galvanomètre avec un shunt immobile, et que les intensités initiale et finale soient les mêmes, le partage du courant instantané se fait comme celui des courants constants.

Il me paraît d'autant plus important de signaler cette propriété théorique, que, après avoir été admise sans réflexion, elle a été contestée il y a quelques années par M. Preece ([1]), à la suite d'expériences sur les décharges de capacités, et par M. Trowbridge ([2]), dans des expériences sur les courants induits, qui toutes satisfaisaient à la condition qu'indique la théorie.

Toutefois, dans les expériences citées par M. Preece et exécutées par MM. Herbert Taylor et Frank Lambert, on reconnut que la cause d'erreur était due au mouvement de l'aiguille pendant la décharge. En effet, deux galvanomètres identiques étant disposés de manière à se servir de shunt l'un à l'autre, le partage se faisait également entre eux quand les deux aiguilles étaient libres. Mais, si l'on fixait l'aiguille de l'un d'eux, l'impulsion de l'autre indiquait une quantité d'électricité moindre que dans le premier cas; le partage n'était donc plus égal. Ces expériences ne sont donc point

---

([1]) *Journal of the Society of telegraph Engineers*, t. II, p. 16.
([2]) *Silliman's american Journal*, 1873.

en désaccord avec la théorie; elles montrent seulement qu'une condition essentielle de l'emploi des galvanomètres pour la mesure des courants instantanés, à savoir l'immobilité de l'aiguille pendant la durée de la décharge, n'était pas satisfaite.

Quant aux expériences de M. Trowbridge, la description ne permet pas de se rendre compte de la cause à laquelle il faut attribuer les différences qui se produisent par l'addition d'une dérivation. Depuis lors, on s'est donc abstenu, dans toutes les recherches précises sur les décharges, d'employer l'artifice si ingénieux du shunt. Aussi m'a-t-il paru intéressant de reprendre l'étude de cette question et de déterminer avec précision les conditions dans lesquelles on doit employer le galvanomètre d'impulsion, avec ou sans shunt, ainsi que l'importance relative des diverses corrections principales : amortissement par l'air, amortissement par induction. Des expériences ont été entreprises au laboratoire de Physique du Collège de France, avec les conseils de M. Mascart; j'en rendrai compte quand elles seront terminées.

(*A suivre.*)

EXPLORATEUR ÉLECTRIQUE DE M. TROUVÉ;

PAR M. C.-M. GARIEL.

Cet explorateur est formé par deux tiges métalliques placées à côté l'une de l'autre, mais séparées par une matière isolante, et terminées par deux pointes fines soigneusement acérées. Des fils conducteurs sont attachés à l'extrémité opposée de ces tiges et contribuent à former un circuit qui contient un petit élément (pile à renversement) et un trembleur de petites dimensions placé entre deux lames de verre, de telle sorte que l'on peut sentir, entendre et voir le mouvement du ressort qu'il comprend. Mais l'appareil tel que nous venons de le décrire ne peut fonctionner : le circuit n'est pas complet, il existe une solution de continuité entre les deux pointes. La tige à double pointe étant introduite dans la plaie, si les pointes viennent à rencontrer un corps métallique, une balle, un éclat d'obus, etc., le circuit se ferme et le trembleur entre en action. Il n'en est pas de même si les pointes appuient

sur un os ou toute autre matière analogue, leur conductibilité étant trop faible. On est donc averti immédiatement de l'existence d'un fragment métallique. En faisant tourner les pointes avec une légère inclinaison, le trembleur fonctionne d'une manière continue s'il s'agit du plomb, où les pointes peuvent pénétrer quelque peu; le bruit est saccadé s'il s'agit de l'acier ou du cuivre. En approchant même à une distance notable un léger système astatique suspendu à un fil sans torsion, on distingue aisément entre ces deux derniers métaux, ce qui permet un diagnostic sûr au point de vue de la nature du corps.

Dans le cas où le corps étranger est dur et ne peut être retiré à l'aide d'un tire-fond, on se sert de pinces; mais leur emploi est rendu plus sûr par une disposition particulière que leur a donnée M. Trouvé : les deux branches sont isolées l'une de l'autre à leur croisement, et les deux anneaux sont reliés aux fils conducteurs aboutissant à la pile et au trembleur. Si la pince est ouverte, le circuit est interrompu; il est fermé, au contraire, si les mors sont au contact ou s'ils sont serrés contre un corps métallique, et alors, le courant passant, le trembleur fonctionne. On sait donc immédiatement lorsqu'au fond du trajet fistuleux la pince a saisi le corps métallique dont on a reconnu l'existence ou un fragment d'os; on sait également s'il n'y a pas de fragments de tissus de membranes interposés entre la pince et le corps à extraire, car, dans l'un et l'autre cas, la résistance de ces substances organisées au passage de l'électricité est trop grande pour permettre au courant de s'établir.

APPAREIL DE M. TROUVÉ POUR L'EXAMEN DES CAVITÉS PROFONDES NATURELLES OU ARTIFICIELLES;

PAR M. C.-M. GARIEL.

M. Trouvé est l'inventeur d'un polyscope décrit dans les séances de la Société française de Physique (séance du 6 janvier 1878) et dans lequel il obtient une source de lumière intense par l'incandescence d'un fil de platine; l'échauffement n'est d'ailleurs pas très considérable et permet le maintien de l'appareil, dans la bouche par

exemple, pendant une minute et plus, temps suffisant pour les explorations, d'autant qu'on peut renouveler celles-ci après quelques instants pendant lesquels le refroidissement s'est produit. Le courant est donné par une pile secondaire Planté, à laquelle M. Trouvé a adapté un régulateur spécial d'intensité de courant.

M. Trouvé, grâce à ce mode d'éclairage, a pu arriver à l'examen précis des cavités profondes naturelles ou artificielles. Il se sert, à cet effet, d'une sonde métallique dont les dimensions sont calculées d'après celles du trajet qu'elle a à accomplir et qui présente à la profondeur convenable une ou plusieurs ouvertures; à ce niveau se trouve dans la sonde un prisme de verre à réflexion totale dont la face hypoténuse est inclinée à 45° sur l'axe de la sonde, l'une des faces latérales se trouvant alors perpendiculaire à l'axe du tube, et l'autre, parallèle à cet axe, ferme l'ouverture qui existe dans la paroi de la sonde. Enfin un fil de platine, faisant partie d'un circuit qui contient une pile de Planté, se trouve dans la sonde et près du prisme ; lorsqu'il est amené à l'incandescence, la lumière qu'il envoie est réfléchie et forme un faisceau qui va éclairer en dehors les points qui se trouvent en face de la fenêtre pratiquée dans la sonde. La lumière, diffusée par les parties ainsi éclairées, suit un chemin inverse, se réfléchit totalement et sort du prisme dans la direction de l'axe de la sonde, de manière à parvenir à l'œil de l'observateur placé à l'orifice. La source lumineuse se trouvant ainsi placée très près des régions à explorer, celles-ci se trouvent vivement éclairées. Ajoutons que, pour rendre l'observation plus fructueuse, M. Trouvé emploie des prismes dont les faces d'entrée et de sortie sont courbes, ce qui équivaut à l'ensemble d'un prisme à faces planes et d'une lentille.

L'emploi du fil de platine comme source lumineuse a encore permis à M. Trouvé de disposer des appareils qui sont appelés à rendre des services réels dans un assez grand nombre de cas. Ce fil, placé dans un tube ou un petit flacon en verre fermé hermétiquement et où pénètrent seulement les conducteurs qui amènent le courant, constitue une sorte de lampe ou de lanterne qui évite absolument toute crainte d'incendie et qui, par suite, peut être utilisée dans un grand nombre de cas sur lesquels il n'est pas nécessaire d'insister. On conçoit en effet qu'il y a une garantie complète, puisqu'un accident qui briserait l'enveloppe protectrice romprait les conducteurs et que l'incandescence cesserait aussitôt.

On peut faire à l'aide de cet appareil une expérience frappante. Un tube de verre formant lanterne, comme il vient d'être dit, est introduit dans l'estomac d'un poisson. Aussitôt que le courant passe, les chairs translucides s'illuminent et le poisson apparaît lumineux au milieu de l'eau. L'effet est des plus curieux lorsqu'on opère dans l'obscurité. L'animal ne paraît pas souffrir et peut servir à plusieurs expériences successives.

Ces diverses applications sont susceptibles d'extension et peuvent rendre de réels services dans un grand nombre de circonstances.

RECHERCHES SUR LES SONS RÉSULTANTS;

PAR M. L. NICOTRA,
Attaché au cabinet de l'Université de Messine.

I. On peut obtenir des sons résultants avec des sons primaires non simultanés ([1]). Par exemple, en faisant parler le tuyau mi_2 aussitôt après avoir fait parler le tuyau ut_2, on entend distinctement l'ut_1. On explique très bien ce phénomène par la persistance de l'impression auditive. Le son résultant provient de la concurrence d'un son objectif avec l'impression auditive d'un autre son ; il prend naissance dans l'oreille elle-même et on doit le considérer comme purement subjectif, caractère attribué autrefois à tous les sons résultants.

II. Les intervalles que j'ai étudiés ont été en premier lieu des accords dissonants, et j'avoue que j'ai senti dans cette étude la difficulté notée par Helmholtz et due à des battements qui souvent étaient mêlés aux sons résultants.

Voici une petite Table dans laquelle les sons différents sont figurés à peu près selon la méthode du savant professeur allemand :
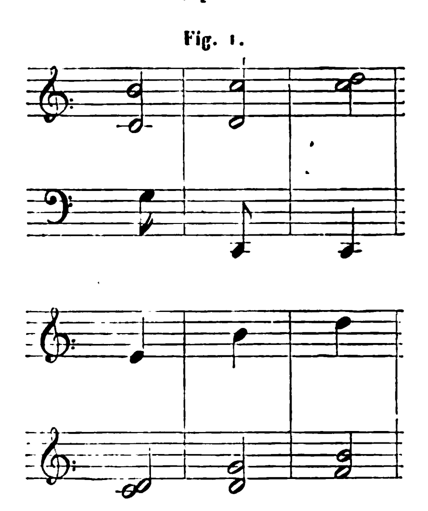
Je ne signale ici que les résultants qu'on entend le plus distinc-

---

([1]) Mes expériences ont été exécutées soit sur des tuyaux d'orgue, soit à l'aide d'un harmonium très puissant.

tement ; en effet, les différentiels de premier ordre sont quelquefois très faibles par rapport à ceux des autres ordres. Ainsi l'intervalle de septième majeure ut_2-si_2 (15 : 8) donne comme résultant le plus distinct le sol_1, avec le nombre de vibrations 6, c'est-à-dire un différentiel de troisième ordre, provenant des sons résultants 1 et

Fig. 1.



7, dont le dernier provient des sons primaires, et le premier du son 8 et du son 7. De même, l'intervalle de septième mineure $ré_2$-ut_3 (16 : 9) donne comme résultant plus fort l'ut_1, avec le nombre de vibrations 2, c'est-à-dire un différentiel de second ordre, provenant du son 9 et du son 7, dont le dernier provient de son côté des sons primaires. Il faut noter que ce résultant pourrait naître aussi de la concurrence de l'ut_3 avec le premier harmonique du $ré_2$.

A l'égard des sons par sommation, que je propose d'appeler *sons de Helmholtz*, on devrait noter que quelquefois ces sons naissent de l'un des sons primaires et du différentiel de premier ordre. On voit cela avec l'intervalle de seconde majeure ut_2-$ré_2$ (9 : 8) : il donne le mi_2, son représenté par le nombre 10, savoir par la somme de 9 et de 9 — 8. Un autre exemple est fourni par le résultant si_2, qu'on obtient avec les sons primaires $ré_2$, sol_2.

Dans un essai de recherches sur les accords multiples, j'ai reconnu que le résultant d'un accord simple peut se trouver affaibli ou tout à fait annulé dès que cet accord s'accompagne d'un

autre accord simple. Alors il peut se produire un nouveau son résultant. Supposons, par exemple, qu'on étudie l'accord parfait mineur *ré-fa-la* : on ne saisit plus le différentiel *si*♭, qui provient de l'accord de tierce mineure *ré-fa*, mais bien un *si* naturel très distinct. De même le résultant *si*♭ fera défaut dans l'accord dissonant *ré-fa-sol*, et à sa place on aura encore un *si* naturel.

E. WARBURG. — Ueber die Torsion (Sur la torsion); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. X, p. 13; 1880.

Pour étudier les lois de la torsion, l'auteur a comparé le moment de torsion du fil étudié au moment de direction d'un système bifilaire connu. A cet effet, il a opéré de deux manières différentes, soit en déterminant le moment de la force nécessaire pour produire une torsion connue (méthode statique), soit en mesurant la durée d'oscillation (méthode dynamique) de chacun des systèmes libres ou des deux systèmes rendus solidaires l'un de l'autre. Les deux méthodes ont donné des résultats parfaitement équivalents quand on a comparé les coefficients d'élasticité déduits de torsions statiques ou d'amplitudes de vibrations d'un même nombre de degrés. Quand l'amplitude de la vibration croît, la durée de l'oscillation augmente un peu et le coefficient d'élasticité calculé diminue; en d'autres termes, les pressions produites croissent moins vite que les déplacements. On s'explique ainsi pourquoi la méthode dynamique, qui n'exige que des déplacements de très faible amplitude, a souvent donné des coefficients d'élasticité plus forts que la méthode statique, laquelle exige toujours des angles de torsion notables.

Un deuxième résultat important des expériences de M. Warburg, c'est que, pourvu que les fils soient bien droits avant la torsion, le coefficient d'élasticité est sensiblement indépendant de la charge qui tend le fil. Il est utile, pour le succès de ces expériences, que les fils aient été rougis dans un courant d'hydrogène dans la situation qu'ils occupent et sous l'influence d'un faible poids tenseur.

Pour reconnaître l'influence d'une torsion permanente anté-

rieure, il faut d'abord s'assurer qu'elle est uniformément distribuée sur le fil, ce qui ne peut avoir lieu que s'il est parfaitement homogène. Cette condition n'est jamais réalisée rigoureusement : on s'en assure en fixant au fil, de distance en distance, de petits miroirs dont on évalue les déplacements relatifs par la méthode de Poggendorff; mais elle s'approche beaucoup plus de l'être avec des fils de cuivre qu'avec des fils d'acier et plus encore avec ces derniers qu'avec des fils de fer.

Quand un fil de cuivre a été tordu d'une manière permanente, et qu'on le charge de poids, on lui enlève d'une manière durable une partie de cette torsion, comme l'a montré M. Wiedemann [1], et cet effet s'accentue encore en chargeant et déchargeant alternativement ce fil un certain nombre de fois. La torsion permanente s'approche ainsi d'une limite fixe; quand elle est atteinte, le fil se tord temporairement dans le sens de la torsion primitive par l'effet de la charge et se détord d'une quantité égale par la décharge. Cet effet est proportionnel à la charge; il croît avec la torsion primitive, mais très lentement. M. Warburg interprète ce résultat et d'autres analogues en admettant que le fil, primitivement isotrope, a cessé de l'être par l'effet de la torsion et de telle sorte que le coefficient d'élasticité est devenu moindre dans la direction suivant laquelle les molécules ont été rapprochées par la torsion que dans celle où elles ont été éloignées les unes des autres.

E. Bouty.

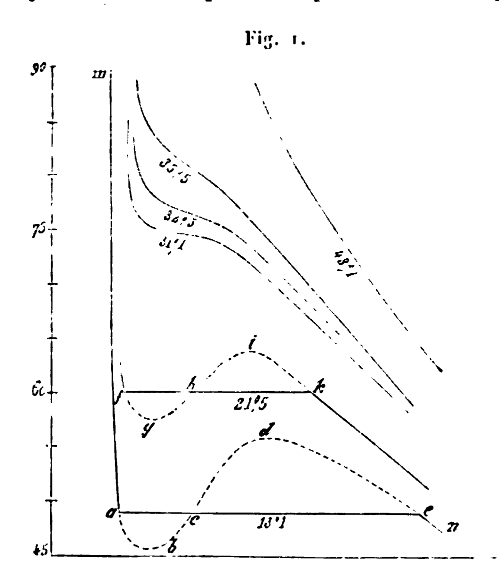
CLAUSIUS. — Ueber das Verhalten der Kohlensäure in Bezug auf Druck, Volumen und Temperatur (Sur la compressibilité et la dilatation de l'acide carbonique); *Annalen der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. IX, p. 337; 1880.

Dans ce Mémoire très important, M. Clausius cherche à établir une formule représentant la manière dont l'acide carbonique se comporte quant à la pression, au volume et à la température, d'après les belles expériences de M. Andrews. Il rappelle d'abord que M. James Thomson a complété les courbes d'Andrews relatives aux températures inférieures à 31° par les portions tracées en ponc-

(1) Wiedemann, *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VI, p. 485; 1879. Voir *Journal de Physique*, t. VIII, p. 349.

tué sur la figure ci-dessous, et qui représentent un passage graduel de l'état gazeux à l'état liquide. Sur cette figure (*fig.* 1) on a, contrairement à M. Andrews, mais conformément aux habitudes de la Thermodynamique, pris pour abscisses les volumes et pour ordonnées les pressions. Les portions ponctuées indiquent un mode

Fig. 1.



de passage irréalisable pratiquement, parce qu'il correspond à une série d'états d'équilibre instable, mais parfaitement concevable théoriquement : au lieu de considérer le corps qui se liquéfie comme un mélange à proportions variables de gaz et de liquide, il suffit d'imaginer que le passage de l'état gazeux à l'état liquide s'effectue par une série continue d'états intermédiaires, la masse entière étant à chaque instant à un seul et même état.

Ensuite il passe en revue les diverses formules proposées successivement par MM. Rankine ([1]), Hirn ([2]), Recknagel ([3]) et Van der Waals ([4]) pour remplacer la relation théorique

$$pv = RT \tag{1}$$

([1]) Rankine, *Phil. Transact.*, 1854, p. 336, et 1862, p. 579.
([2]) Hirn, *Théorie mécanique de la chaleur*, t. II, p. 215.
([3]) Recknagel, *Pogg. Ann.*, Ergbd. V, p. 563; 1871.
([4]) Van der Waals, *Over de continuiteït van den gas-en vloeistoftoestand;* Leyden,

et il s'arrête finalement à la formule suivante,

$$(2) \qquad \left[p + \frac{c}{T(v+\beta)^2}\right](v - \alpha) = RT,$$

qui contient, comme celle des auteurs précédents, la constante α, représentant la « somme des volumes des atomes » ou le « covolume » et un terme $\frac{c}{T(v+\beta)^2}$, exprimant la « somme des attractions mutuelles » ou la « pression interne ». On admettait généralement que ce dernier terme devait être en raison inverse du carré du volume. M. Clausius le prend inversement proportionnel à $(v+\beta)^2$, β étant une deuxième constante et en raison inverse de T.

En adoptant pour unité de pression la pression atmosphérique et pour unité de volume le volume du gaz sous la pression atmosphérique et à 0°, les quatre constantes de la formule sont, pour l'acide carbonique,

$$R = 0,003688,$$
$$c = 2,0935,$$
$$\alpha = 0,000843,$$
$$\beta = 0,000977.$$

Si l'on applique la formule à six séries de M. Andrews, prises également parmi ses anciennes et parmi ses nouvelles expériences, on a les résultats consignés dans les Tableaux suivants :

	Densité du gaz (la densité initiale étant prise pour unité).	Volume.	Pression calculée.	Pression observée.	Différence entre les pressions calculée et observée.
			atm	atm	atm
Temp. 6°,5 (nouvelle série).	$\frac{1}{16,13}$	0,06349	14,65	14,68	— 0,03
	$\frac{1}{29,62}$	0,03458	24,63	24,81	— 0,18
	$\frac{1}{45,80}$	0,02236	34,15	34,49	— 0,34

1873. Une analyse du Mémoire de M. van der Waals a été publiée dans les *Beiblätter zu der Ann. der Physik*, t. I, p. 11, 1877. La formule de M. van der Waals est

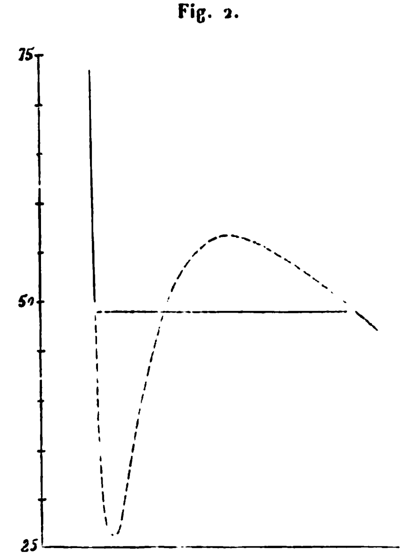
$$\left(p + \frac{c}{v^2}\right)(v - \alpha) = RT.$$

	Densité du gaz (la densité initiale étant prise pour unité).	Volume.	Pression calculée.	Pression observée.	Différence entre les pressions calculée et observée.
			atm	atm	atm
Temp. 13°,1 (ancienne série).	$\frac{1}{76,16}$	0,013768	47,98	47,50	+ 0,48
	$\frac{1}{80,43}$	0,013037	49,27	48,76	+ 0,51
	$\frac{1}{480,4}$	0,002183	54,66	54,56	+ 0,10
	$\frac{1}{510,7}$	0,002053	74,96	90,43	− 15,47
Temp. 31°,1 (ancienne série).	$\frac{1}{80,55}$	0,013847	54,92	54,79	+ 0,13
	$\frac{1}{124,4}$	0,008966	68,44	67,60	+ 0,84
	$\frac{1}{174,4}$	0,006395	75,33	73,83	+ 1,50
	$\frac{1}{311,1}$	0,003585	78,22	75,40	+ 2,82
	$\frac{1}{405,5}$	0,002751	92,47	85,19	+ 7,28
Temp. 48°,1 (ancienne série).	$\frac{1}{86,45}$	0,013631	62,05	62,60	− 0,55
	$\frac{1}{146,8}$	0,008028	84,42	84,35	+ 0,07
	$\frac{1}{298,4}$	0,003949	112,6	109,4	+ 3,20
Temp. 64° (nouvelle série).	$\frac{1}{24,18}$	0,05118	22,41	22,56	− 0,15
	$\frac{1}{46,34}$	0,02670	39,95	40,54	− 0,59
	$\frac{1}{83,44}$	0,01483	63,99	64,96	− 0,97
	$\frac{1}{185,5}$	0,00667	107,06	106,88	+ 0,18
	$\frac{1}{446,4}$	0,00277	202,30	222,92	− 20,62

	Densité du gaz (la densité initiale étant prise pour unité).	Volume.	Pression calculée.	Pression observée.	Différence entre les pressions calculée et observée.
			atm	atm	atm
Temp. 100° (nouvelle série).	$\frac{1}{26,09}$	0,05255	24,65	24,85	− 0,20
	$\frac{1}{50,63}$	0,02708	45,30	45,99	− 0,69
	$\frac{1}{96,65}$	0,01419	78,69	80,25	− 1,56
	$\frac{1}{218,0}$	0,00629	146,29	145,44	+ 0,85
	$\frac{1}{379,3}$	0,00362	230,09	223,57	+ 6,52

L'accord est en général très satisfaisant, sauf pour les hautes

Fig. 2.



pressions où la densité de l'acide carbonique se trouve réduite au $\frac{1}{100}$ ou $\frac{1}{500}$ de sa valeur initiale. Mais si l'on réfléchit aux incertitudes des mesures sous ces pressions, si l'on considère d'autre part que les Δ sont tantôt positifs, tantôt négatifs, on sera certainement plus porté à mettre les différences sur le compte des erreurs d'expérience que sur celui de la formule.

M. Clausius regarde donc, à bon droit, sa formule comme représentant parfaitement l'ensemble des données que l'on possède sur l'acide carbonique, y compris les courbes de James Thomson et les observations de Regnault, et il ne doute pas que, avec des constantes convenables, bien entendu, lamême formule ne convienne à tous les gaz.

Enfin, M. Clausius cherche comment doit être placée par rapport à la courbe continue la droite qui figure réellement le changement d'état aux températures inférieures au point critique. Remarquant que la courbe *abcde* détermine avec la droite *ea* un cycle fermé réversible, auquel on peut appliquer l'équation générale $\int \frac{dq}{T} = 0$, laquelle se réduit ici à $\int dq = 0$, il en conclut que les parties positives et négatives du travail externe pendant le cycle entier doivent se détruire. On doit donc avoir

$$\text{aire}\, abc = \text{aire}\, cde,$$

ce qui fixe la position de la ligne *ac*. Le tracé de la courbe de raccord au moyen de son équation pour la température de 13°,1 lui donne en effet (*fig.* 2) deux aires égales et de signes contraires au-dessus et au-dessous de la ligne de liquéfaction observée par M. Andrews. J. Violle.

Dr Guglielmo DE LUCCHI. — Sulla dilatazione del sodio allo stato solido (Dilatation du sodium à l'état solide); *Atti del R. Istituto veneto*, 5e série, t. VI; 1880.

Cette dilatation a été déduite de mesures de la densité du sodium par rapport au pétrole effectuées à diverses températures et à l'aide de la balance hydrostatique. On a d'abord préparé un cylindre de sodium, fondu sous le pétrole, et, après avoir bien brassé la masse avec une baguette de verre, on y a inséré avant la solidification un fil de fer très fin qui permet de suspendre le cylindre au-dessous de l'un des plateaux de la balance. On a préalablement étudié avec le plus grand soin la dilatation du pétrole, à l'aide d'un excellent dilatomètre, et représenté les résultats par une courbe, d'où l'on a déduit pour représenter cette dilatation la formule empirique

(1) $$\alpha = 0,000899132 + 0,000001402\,t,$$



applicable entre 0° et 100°. Pour chaque mesure de densité on pesait d'abord le cylindre de sodium dans le pétrole froid, afin de tenir compte des altérations que son poids peut subir d'une manipulation à l'autre, puis on déterminait la perte de poids éprouvée dans le pétrole chaud. On passait de la densité relative à la densité absolue du sodium par l'emploi de la formule (1) et on exprimait enfin la formule de sa dilatation.

Entre 0° et 40°, la dilatation du sodium est bien représentée par la formule

$$k = 0,00014178 + 0,00000052\,t + 0,0000000026\,t^2; \tag{2}$$

au-dessus de 40° la dilatation est plus rapide.

Le Tableau suivant donne le coefficient moyen de dilatation et le coefficient vrai dans un intervalle plus étendu :

Température.	Coefficient moyen à partir de 0°.	Coefficient vrai.
0	»	0,00014178
10	0,00014725	0,00015296
20	0,00015322	0,00016570
30	0,00015972	0,00017910
40	0,00016674	0,00019586
50	0,00017525	0,00022025
60	0,00018500	0,00025160
70	0,00019685	0,00028485
80	0,000210825	0,00036390
90	0,000236700	»
91,7	0,000239601	»

Ces coefficients augmentent rapidement avec la température, surtout au voisinage du point de fusion. L'auteur rapproche leur valeur de celles que présentent les coefficients de dilatation du soufre et du phosphore solides. De 96°,5 à 109°,9, le coefficient moyen de dilatation du soufre est 0,003097 d'après Kopp (1), et celui du phosphore entre 0° et 40°, 0,000376 d'après Pisati et de Franchis (2). E. Bouty.

(1) Kopp, *Ann. de Pogg.*, t. LXXXVI, p. 156.

(2) Pisati et de Franchis, *Gazzetta chim. ital.*, t. IV; 1874.

A. WULLNER. — Ueber die specifische Wärme des Wassers (Chaleur spécifique de l'eau); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. X, p. 284; 1880.

Dans son *Traité de Physique*, M. Wüllner a donné, pour le calcul des chaleurs spécifiques par la méthode des mélanges, la formule

$$c = \frac{\pi(t - \theta_0 + \Sigma\Delta t)}{p(T - t)},$$

dans laquelle p est le poids, c la chaleur spécifique du corps, T la température initiale, π la valeur en eau du calorimètre avec ses accessoires, θ_0 la température initiale du calorimètre, t la température finale, $\Sigma\Delta t$ la correction de température.

M. Pfaundler emploie la formule

$$c = \frac{\pi(t - \theta_0 + \Sigma\Delta t)}{p(T - t - \Sigma\Delta t)}.$$

Après un nouvel examen de la question, l'auteur conclut que ces deux formules, exactes entre certaines limites, ne le sont complètement ni l'une ni l'autre, qu'en général les différences sont de l'ordre des erreurs d'expérience, que cependant elles peuvent avoir une certaine importance dans l'étude des variations de la chaleur spécifique de l'eau.

La formule exacte est

$$pc(T - t) = \pi(t - \theta_0) + W,$$

où W désigne la perte de chaleur éprouvée par le calorimètre pendant l'expérience.

Pour déterminer W, on observe de vingt en vingt secondes les variations de température du calorimètre et on immerge le corps lorsque cette variation est constante. Soient $\tau_1, \tau_2, \tau_3, \ldots, \tau_n$ les températures observées; on a

$$\tau_1 - \tau_2 = \tau_2 - \tau_3 = \ldots = v;$$

la température initiale $\theta_0 = \tau_n - v$.

Soient de même $\tau'_1, \tau'_2, \tau'_3, \ldots$ les températures observées lorsque le corps et le calorimètre ont pris la même température; on a

$$\tau'_1 - \tau'_2 = \tau'_2 - \tau'_3 = \ldots = v'.$$

Soient O la surface rayonnante du calorimètre (fond, portion de paroi latérale baignée par l'eau, surface de l'eau), E le pouvoir émissif moyen de cette surface, θ la température moyenne du calorimètre pendant un instant très court, x la température ambiante au même moment :

$$\Delta W = OE(\theta - x) = a(\theta - x) \quad \text{et} \quad W = \sum_{\theta_0}^{\theta_n} \Delta W.$$

Les valeurs de v et v' permettent de calculer a et x; soient, en effet, τ' la température moyenne d'un des intervalles de la période v', ΔW_2 la perte de chaleur dans cet intervalle :

$$(1) \qquad \Delta W_2 = OE(\tau' - x) = a(\tau' - x).$$

Calculons la quantité de chaleur ΔW_1 correspondant à une variation v avant l'immersion. Dans ce cas, la surface rayonnante n'est pas la même que dans le précédent, puisque l'introduction du corps élève le niveau de l'eau dans le calorimètre. Soit O_0 la nouvelle surface rayonnante :

$$(2) \qquad \Delta W_1 = O_0 E(\tau - x) = \frac{O_0}{O} OE(\tau - x) = \frac{O_0}{O} a(\tau - x).$$

Les équations (1) et (2) déterminent a et x.
Substituons ces valeurs

$$\Delta W = \frac{\Delta W_2 - \frac{O}{O_0}\Delta W_1}{\tau' - \tau}(\theta - \tau) + \frac{O}{O_0}\Delta W_1;$$

on a d'ailleurs

$$\Delta W_1 = \pi v, \quad \Delta W_2 = \pi\left(1 + \frac{pc}{\pi}\right)v',$$

$$\Delta W = \pi\left[\frac{\left(1 + \frac{pc}{\pi}\right)v' - \frac{O}{O_0}v}{\tau' - \tau}(\theta - \tau) + \frac{O}{O_0}v\right],$$

$$\Sigma\Delta W = W = \pi\left[\frac{\left(1 + \frac{pc}{\pi}\right)v' - \frac{O}{O_0}v}{\tau' - \tau}\left(\sum_1^{n-1}\theta + \frac{\theta_n + \theta_0}{2} - n\tau\right) + n\frac{O}{O_0}v\right].$$

Si l'on représente par $\Sigma\Delta t$ la quantité entre parenthèses, on re-

trouve la formule primitive. L'inexactitude de cette formule provient donc de ce qu'on y a remplacé $1 + \frac{pc}{\pi}$ par 1, c'est-à-dire qu'on n'a pas tenu compte de ce que, pendant le refroidissement, la valeur du calorimètre est $\pi + pc$ au lieu de π, et qu'on a négligé le changement de grandeur de la surface rayonnante; sauf ces restrictions, elle est exacte, pourvu que $v' = 0$. On retrouverait la formule de M. Pfaundler en faisant passer le terme en pc dans l'autre membre et faisant $v = 0$.

L'auteur a fait calculer par le D[r] von Reiss la chaleur spécifique de la benzine d'après des expériences dans lesquelles

$$1 + \frac{pc}{\pi} = 1,052, \quad \frac{O}{O_0} = 1,175.$$

Le Tableau suivant contient les valeurs $\Sigma\Delta t$ et la variation de température du calorimètre $t - \vartheta_0 + \Sigma\Delta t = x$ calculées, I avec la formule corrigée, II en négligeant la variation de la surface rayonnante, III avec l'ancienne formule :

Numéros des expériences.	I.		II.		III.	
	$\Sigma\Delta t$.	α.	$\Sigma\Delta t$.	α.	$\Sigma\Delta t$.	α.
1 ...	+0,120	2,240	+0,0119	2,239	+0,114	2,234
2 ...	+0,096	2,596	+0, 096	2,596	+0,091	2,591
3 ...	+0,023	3,893	+0, 026	3,896	+0,024	3,894
4 ...	+0,068	2,958	+0, 070	2,960	+0,066	2,956
5 ...	−0,066	1,344	−0, 064	1,346	−0,062	1,348
6 ...	−0,008	1,192	−0, 007	1,193	−0,007	1,193

La plus grande différence entre les nombres I et II est 0,25 pour 100, entre les nombres I et III, 0,35 pour 100; ces différences sont tantôt positives, tantôt négatives, suivant les signes et les valeurs de v et de v'.

L'auteur a calculé avec cette formule la chaleur spécifique de l'eau d'après les expériences de M. von Münchhausen; la différence entre les nombres ainsi obtenus et ceux donnés par l'ancienne formule est au maximum de 0,39 pour 100; les nombres actuels sont moins concordants que les anciens. La mort de M. von Münchhausen ayant empêché M. Wüllner de recueillir des renseignements sur la valeur relative des diverses séries d'expériences, il a appliqué à

toutes la méthode des moindres carrés et trouvé, pour la chaleur spécifique vraie k de l'eau à t degrés, $k = 1 + 0,000425\,t$.

La comparaison des nombres observés et calculés par cette formule montre la nécessité d'y introduire un terme en t^2, mais les expériences ne sont pas assez précises pour qu'on puisse en déterminer le coefficient.

Le nombre 0,000425 est peu différent de celui 0,000384, déduit par M. Pfaundler de la deuxième série d'expériences de M. Baumgartner. C. Daguenet.

L. PFAUNDLER. — Ueber die Berechnung der Temperaturcorrection bei calorimetrischen Messungen (Calcul de la correction de température dans les mesures calorimétriques); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. XI, p. 237; 1880.

Dans cette Note, M. Pfaundler se propose de montrer : 1° qu'on peut faire à la nouvelle formule donnée par M. Wüllner (¹) des objections, même dans les cas pour lesquels elle est spécialement établie ; 2° que le procédé indiqué par l'auteur (²), qui n'est autre que celui de Regnault, est au contraire complètement à l'abri des causes d'erreur signalées par M. Wüllner et des critiques qu'on peut adresser à sa nouvelle formule.

1° M. Wüllner calcule la chaleur perdue en prenant la surface rayonnante totale du calorimètre, y compris la surface de l'eau, et représentant par E le pouvoir émissif moyen de cette surface totale. Or les expériences faites dans le but de chercher la meilleure forme à donner aux calorimètres ont montré que le rayonnement d'une surface liquide, qui se complique du refroidissement produit par l'évaporation, est tout différent de celui d'une surface métallique ; la variation de température peut même changer de signe suivant que le calorimètre est plus ou moins plein. Supposons en effet le calorimètre à une température inférieure à la température ambiante ; le liquide reçoit de la chaleur du dehors et en perd par évaporation. Pour une certaine hauteur du liquide, il pourra y avoir compensation.

(¹) Voir *Journal de Physique*, t. VII, p. 391.
(²) *Muller's Lehrbuch*, 2. IIe Part., p. 304.

Si l'on diminue la quantité de liquide, il y a perte; si on l'augmente, il y a gain de chaleur. La perte par la surface liquide croît plus rapidement que la différence de température; on ne peut donc considérer le pouvoir émissif comme constant.

Une seconde objection est plus grave. La correction proposée par M. Wüllner suppose ν différent de zéro : le calorimètre est donc à une température θ inférieure à la température ambiante t. M. Wüllner admet que la portion du vase baignée par l'eau rayonne seule, c'est-à-dire que l'autre partie est à la température t : or cette paroi métallique est en contact par la partie inférieure avec un liquide à la température θ; elle doit prendre une température intermédiaire entre t et θ, et l'élévation du niveau du liquide, en supprimant une partie de la surface interne, diminue la surface en contact avec l'air au lieu de l'augmenter. Le calcul de la température de cette paroi serait très compliqué.

Au lieu d'avoir recours à une correction fort incertaine, il vaut mieux s'arranger de façon que ν soit sensiblement nul.

2° M. Wüllner fait remarquer avec raison que la valeur en eau du calorimètre n'est pas la même avant et après l'immersion du corps; dans le procédé simplifié indiqué par M. Pfaundler, on tient compte de cette différence dans le calcul de la température finale du corps; mais, comme on la néglige dans la correction de rayonnement, l'auteur avoue que le calcul n'est pas tout à fait exact.

Le procédé de Regnault (1864), décrit de nouveau par M. Berthelot [1], est le plus exact de tous et à l'abri de toutes les objections.

Dans ce procédé, on mesure à des intervalles réguliers la variation de température pendant le refroidissement du corps, puis on ramène le calorimètre, y compris le corps, à la température initiale, on le fait repasser par toutes les températures observées dans la première expérience, on mesure les pertes de chaleur et on représente ces quantités de chaleur par une courbe. Si la température finale observée est t, la correction de température $\Sigma\Delta t$, la température exacte est $t+\Sigma\Delta t$ et on a la formule

$$C=\frac{\pi(t-\theta_0+\Sigma\Delta t)}{p(T-t-\Sigma\Delta t)}.$$

[1] *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXIX, p. 158.

Cette méthode est parfaitement rigoureuse, puisque les conditions sont les mêmes dans les deux expériences. L'inconvénient de refroidir le calorimètre jusqu'à la température initiale après le mélange a donné l'idée d'abaisser cette température pour diminuer la perte d'eau par évaporation : de là la méthode simplifiée de Regnault publiée par lui en 1866.

Dans cette méthode, on applique la formule précédente; seulement dans le calcul de $\Sigma \Delta t$: 1° on suppose que la courbe des pertes de chaleur est remplacée par une droite déterminée par deux ordonnées voisines l'une de la température initiale, l'autre de la température finale; 2° on ne tient pas compte de la variation de la surface rayonnante (objection de M. Wüllner); 3° on suppose que la température extérieure est constante, puisqu'on introduit dans le calcul les températures au lieu des différences de température.

Les quantités négligées d'après 1 et 3 sont peu importantes dans des expériences bien faites; l'autre est très petite si le volume et la valeur en eau du corps sont petits par rapport aux mêmes quantités relatives au calorimètre. On peut, dans ce cas, le remplir presque jusqu'au bord et supposer toute la paroi à la température θ : l'erreur est très faible, quand même v ne serait pas très petit. Dans le cas contraire, il faut employer la méthode complète de Regnault et prendre v le plus petit possible.

Quant à la formule de M. Wüllner, elle est théoriquement incomplète et trop compliquée pour être d'un emploi général dans la pratique. C. DAGUENET.

S. DOUBRAVA. — Untersuchungen über die beiden electrischen Zustände (Recherches sur les deux états électriques); Prague, 1881.

L'auteur construit de petits électromètres fondés sur la répulsion qui a lieu entre corps électrisés de même signe; il les charge assez fortement pour qu'il y ait une forte déperdition à leur surface sous forme d'aigrette ou par convection. Dans ces conditions, il trouve qu'une charge positive produit une plus grande déviation qu'une charge négative de même potentiel.

Une seconde série d'expériences porte sur la longueur relative des aigrettes positives et négatives produites soit au milieu de l'air,

soit le long d'une feuille de papier. Les aigrettes positives sont toujours les plus longues, quand d'ailleurs la valeur absolue du potentiel et la forme des conducteurs sont restées les mêmes pour les deux électricités.

Si, au lieu d'opérer dans l'air, on opère dans l'huile d'olive, le phénomène est inverse.

L'auteur conclut de ces expériences que, dans l'air, la valeur du potentiel change plus rapidement avec la distance au voisinage d'un conducteur positif qu'au voisinage d'un conducteur négatif, et que l'inverse a lieu dans l'huile d'olive. L'auteur n'a pas fait d'expériences où l'équilibre électrique soit conservé.

G. Lippmann.

J.-H. POYNTING. — On a simple form of saccharimeter (Sur une disposition simplifiée du saccharimètre); *Phil. Magazine*, 5e série, t. IV, p. 18; 1880.

Dans ce saccharimètre, après le polariseur, se trouve une lame de quartz perpendiculaire à l'axe, que l'on a partagée en deux moitiés dont l'une a été un peu réduite d'épaisseur. Il en résulte que chaque moitié de la plaque imprime aux rayons émergents une rotation différente, et elles paraîtront également éclairées si la section principale de l'analyseur est également inclinée sur chacun des plans de polarisation. On doit d'ailleurs se servir de lumière homogène. C'est, comme on le voit, le principe du saccharimètre à pénombre. La difficulté, ici, est de placer la plaque suivant une direction rigoureusement perpendiculaire aux rayons.

Cette difficulté se fait surtout sentir quand, ainsi que le propose l'auteur, on dispose l'une des moitiés de la plaque comme un compensateur de Babinet, de manière à faire varier l'angle des deux plans de polarisation de la lumière émergente, et par suite la sensibilité de l'appareil. La disposition employée de préférence par l'auteur est de placer devant la plaque de quartz une cuve contenant une liqueur sucrée active, et d'introduire dans cette cuve, sur le trajet d'une des moitiés du faisceau, une lame de verre de quelques millimètres d'épaisseur. La sensibilité de l'appareil dépend alors du pouvoir rotatoire de la dissolution sucrée.

La construction est peut-être moins difficile que celle du quartz

parallèle demi-onde, employé dans le saccharimètre à pénombre, mais l'emploi de l'instrument est certainement moins simple.

H. Dufet.

CH. MONTIGNY. — Nouvelle méthode de mesure de l'indice de réfraction des liquides; *Bulletin de l'Acad. royale de Belgique*, 2e série, t. XVIII.

La méthode proposée a pour point de départ le phénomène connu du déplacement apparent qu'éprouve l'image d'un corps immergé au sein d'un liquide transparent, quand les rayons lumineux, arrivant à l'œil, sortent obliquement de la surface horizontale du liquide. La marche suivie dans certaines des expériences consiste à fixer dans un vase vide une plaque de verre graduée en millimètres et parfaitement horizontale. Dans le plan vertical perpendiculaire aux traits se trouve un cercle gradué, muni d'une lunette mobile. La lunette visant une certaine division sous une certaine inclinaison lorsque le vase est vide, il suffira de verser au-dessus de la règle une certaine épaisseur de liquide, pour que, la lunette restant fixe, on se trouve viser une autre division. Une formule facile à retrouver permet, connaissant l'inclinaison de la lunette, l'épaisseur du liquide et la distance des deux divisions observées, de calculer l'indice.

Bien que dans ces expériences l'image d'un trait à travers le liquide paraisse trouble, il semble qu'en employant des inclinaisons (angle d'émergence du rayon lumineux) variant de 40° à 60° on puisse trouver l'indice avec trois décimales exactes environ.

J. Macé de Lépinay.

CH. MONTIGNY. — Recherches sur l'indice de réfraction de la lumière blanche réfractée sans dispersion sensible; *Bulletin de l'Acad. royale de Belgique*, 2e série, t. XIX.

Lorsque, pour déterminer l'indice de réfraction d'un liquide, on opère soit par la méthode du microscope, soit par celle décrite dans le Mémoire analysé plus haut, et cela en employant de la lumière blanche, l'indice trouvé est celui que l'on aurait obtenu en

opérant avec de la lumière homogène, d'une certaine longueur d'onde λ. En opérant avec une dizaine de liquides, l'auteur a trouvé que cette longueur d'onde est celle d'une lumière homogène comprise entre D et E aux 0,35 de l'intervalle de ces deux raies à partir de D, bien qu'un peu variable, suivant le liquide employé. Ce résultat ne diffère que très peu de celui que M. Billet avait obtenu par un raisonnement analogue, en partant des phénomènes d'interférence observés dans la lumière blanche ($\lambda = 0{,}000567$).

Quant à la signification de ces résultats, elle ressort immédiatement de leur comparaison avec les nombres que j'ai obtenus tout récemment, en collaboration avec le Dr W. Nicati ([1]), et qui sont relatifs à la distribution de la lumière dans le spectre pour un œil normal ; l'intensité maximum correspond, en effet, assez exactement à la longueur d'onde $\lambda = 0{,}000569$ (spectre prismatique). Le résultat obtenu par MM. Billet et Montigny est donc dû à une cause d'ordre purement physiologique, et les mesures effectuées avec la lumière blanche sont comparables à celles que l'on aurait obtenues en employant la région la plus intense du spectre.

J. Macé de Lépinay.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXI. — Novembre 1880.

H. Becquerel. — *Recherches expérimentales sur la polarisation rotatoire magnétique*, p. 289.

Alexandre Graham Bell. — *De la production et de la reproduction du son par la lumière*, p. 399.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome X. — Décembre 1880.

A. Macfarlane. — *La décharge électrique disruptive*, p. 389.

E. Wiedemann. — *Propriétés optiques et thermiques des gaz sous l'influence de la décharge électrique*, p. 407.

([1]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XCI, p. 623; 11 octobre 1880.

W.-H. Preece. — *Sur l'étendue protégée par un paratonnerre*, p. 427.

J. Hopkinson. — *Note sur l'expérience de M. E. Hall* « Sur l'action du magnétisme sur un courant électrique permanent », p. 430.

R. Shida. — *Nombre d'unités électrostatiques dans l'unité électromagnétique*, p. 431.

L.-B. Fletcher. — *Note sur la relation entre l'équivalent mécanique de la chaleur et l'ohm*, p. 436.

W.-R. Browne. — *Sur l'action à distance*, p. 437.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome XI. — N° 11. — Année 1880.

F. Auerbach. — *Recherches sur le magnétisme*, p. 353.

C. Baur. — *Nouvelles recherches sur le magnétisme*, p. 394.

E. Riecke. — *Sur l'induction unipolaire*, p. 413.

A. v. Ettingshausen. — *Évaluation de la vitesse absolue de l'écoulement de l'électricité d'après le phénomène de Hall*, p. 432.

W. Giese. — *Méthode pour calibrer les fils destinés aux mesures galvaniques*, p. 443.

P. Glan. — *Action des gaz et des vapeurs sur les propriétés optiques des surfaces réfléchissantes*, p. 445.

Fr. Fuchs. — *Nouveau photomètre fondé sur les phénomènes d'interférence*, p. 465.

A. Winkelmann. — *Influence de la densité des gaz sur leur conductibilité électrique*, p. 474.

A. Oberbeck. — *Mouvements des liquides par suite de la différence de température de leurs parties*, p. 489.

E. Ketteler. — *Théorie des phénomènes d'interférence que présentent les plaques cristallines dichroïques perpendiculaires à l'axe dans la lumière polarisée*, p. 495.

M. Réthy. — *Polarisation de la lumière diffractée*, p. 504.

W. Holtz. — *Variation des étincelles et des aigrettes qui se produisent quand on enveloppe les électrodes*, p. 513.

A. Kneser. — *Réfraction du son dans l'air*, p. 516.

F. Neesen. — *Pompe à mercure à double effet et sans robinet*, p. 522.

F. Neesen. — *Modification de l'hygromètre à absorption d'après Rudorff*, p. 526.

L. Boltzmann. — *Réponse à une Note de M. O.-E. Meyer*, p. 529.

A. Winkelmann. — *Remarques sur le Mémoire de M. U. Dühring* « Sur la loi des températures d'ébullition correspondantes », p. 534.

SUR LA RADIOPHONIE;

Par M. E. MERCADIER.

J'appelle *radiophonie* le phénomène nouveau auquel M. G. Bell, qui l'a découvert, a donné le nom de *photophonie ;* les résultats des recherches qui vont être exposées dans ce Mémoire montreront nettement, je l'espère, pourquoi je crois devoir proposer ce changement de nom.

La curieuse découverte de M. Bell a été complètement décrite, principalement par M. A. Breguet, dans la *Revue des Cours scientifiques* et dans le *Journal de Physique* (t. IX, p. 369), et par M. Th. du Moncel, dans la *Lumière électrique* (t. II, p. 377, 417, 437). On y remarque immédiatement deux phénomènes différents, ou du moins qu'on peut regarder provisoirement comme différents (car il me paraît nécessaire de faire à cet égard d'expresses réserves).

En premier lieu, il y a un effet particulier de la lumière sur le sélénium en vertu duquel la conductibilité électrique de ce corps varie rapidement de quantités assez considérables quand on le soumet à des alternatives de lumière et d'obscurité, ou même seulement à des variations d'intensité lumineuse. Ce fait remarquable, découvert par MM. Willoughby-Smith et May depuis longtemps, et étudié par plusieurs autres observateurs, a été utilisé de la façon la plus ingénieuse par MM. G. Bell et Tainter pour la reproduction de la voix, à l'aide d'un téléphone introduit dans un circuit comprenant une pile et un appareil en sélénium soumis à des variations périodiques d'intensité lumineuse, et disposé de façon à offrir sous un assez petit volume une résistance relativement faible au passage du courant.

En second lieu, il y a, d'après M. G. Bell, un effet tout à fait général de la lumière sur tous les corps, et qui peut s'énoncer ainsi :

Toutes les fois qu'un rayon solaire (1) *est rendu intermittent,*

(1) Depuis son arrivée en France, et à la suite d'expériences faites chez M. A. Bréguet, M. G. Bell a pu produire ces effets avec la lumière électrique.

par exemple par son passage à travers des ouvertures pratiquées sur les bords d'un disque métallique tournant rapidement, si on le fait tomber sur une plaque mince d'un corps quelconque, cette plaque, placée contre l'oreille, soit directement, soit par l'intermédiaire d'un tube en caoutchouc et d'un cornet acoustique, rend un son dont le nombre de vibrations est égal à celui des intermittences du rayon lumineux dans une seconde.

Obligé par devoir professionnel, en vue d'une application (problématique sans doute, mais possible après tout) de ces phénomènes à la télégraphie optique, d'en faire immédiatement une étude suivie, j'ai laissé d'abord de côté l'effet particulier de la lumière sur le sélénium, qui m'a paru assez complexe, par suite même de la production de phénomènes électriques, et j'ai dirigé mes recherches sur l'effet général que je viens de définir, et dont le résultat, consistant en la production de vibrations sonores, me sembla, par suite de sa simplicité *relative*, devoir être étudié le premier.

I. — Étude et sensibilisation de l'appareil.

Il n'était pas possible de faire des recherches suivies sur le phénomène avec les radiations du Soleil, sur lequel on ne peut jamais compter dans notre climat, et surtout en hiver, ni même avec les radiations d'une lampe électrique, source qui n'est pas encore commodément à la portée de tout le monde.

Il fallait donc chercher tout d'abord, dans l'étude de l'appareil employé par M. G. Bell, les moyens de l'améliorer au point de vue de la sûreté, de la rapidité et de la sensibilité des expériences.

La première partie de l'appareil consiste dans la roue interruptrice, qui est métallique et percée de trous. Elle présente plusieurs inconvénients : elle est un peu lourde; le frottement de l'air sur les parois des ouvertures produit, quand on la fait tourner un peu vite, un bruissement qui peut couvrir les sons quand ils sont faibles, et il en résulte un obstacle très sérieux à la sensibilisation des expériences; elle rend un son unique, faible, très peu timbré, qui peut être, en beaucoup de cas, confondu avec des sons d'espèces diverses qui peuvent se produire en dehors de l'appareil quand on fait les expériences.

Le premier inconvénient est assez difficile à éviter quand on veut obtenir des sons de hauteurs très diverses, mais on peut l'atténuer en remplaçant le métal par du verre, qui est beaucoup plus léger; d'ailleurs, en prenant un disque de verre *plein*, en le recouvrant d'une feuille de papier opaque et en découpant dans ce papier des ouvertures par où passeront les radiations, on évite complètement le second inconvénient signalé et on améliore beaucoup l'emploi de l'instrument.

De plus, au lieu de se contenter de découper sur le papier de la roue une série d'ouvertures placées sur une même circonférence, on en peut découper plusieurs séries placées sur des circonférences concentriques et présentant un nombre différent d'ouvertures, afin qu'on puisse obtenir des sons différents pour une même vitesse de la roue, en faisant passer les radiations *successivement* par les ouvertures de chaque série, ou bien des accords musicaux en faisant passer un faisceau de radiations *simultanément* à travers plusieurs séries. Dans ces conditions, il n'est plus possible de confondre les sons radiophoniques ainsi obtenus avec des sons qui se produiraient accidentellement dans le voisinage de l'observateur.

En conséquence, la roue interruptrice R de mon appareil est construite comme l'indique la *fig.* 1.

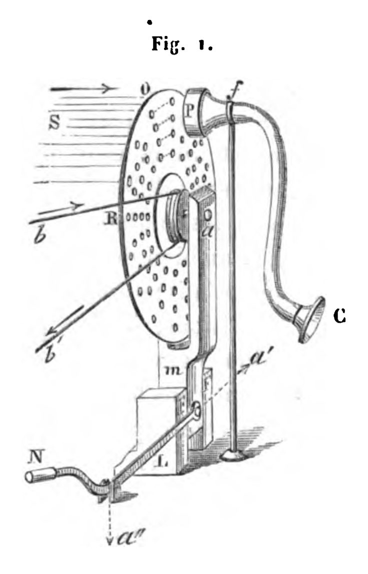
Elle est mobile autour d'un axe horizontal a fixé à un montant vertical m susceptible de glisser entre deux autres montants en bois F, F, solidement vissés au support général de l'appareil. Le mouvement de glissement vertical alternatif s'opère à l'aide d'un levier coudé en fonte NL, fixé en a' au montant mobile m et articulé au point a''.

En opérant ce mouvement très simple on peut, sans troubler le mouvement de rotation de la roue, faire passer le faisceau radiant S *successivement* à travers les quatre séries d'ouvertures représentées sur la figure, de façon à produire les sons successifs d'un accord parfait, car les séries contiennent 40, 50, 60 et 80 ouvertures (nombres qui sont entre eux dans les rapports des nombres de vibrations constituant un accord parfait majeur; on peut évidemment choisir d'autres nombres pour obtenir d'autres sons). Quand on ne touche pas au levier, le faisceau S peut passer, si l'on veut, à travers les quatre séries à la fois et produire l'accord parfait *plaqué*. D'ailleurs, dans l'un de mes appareils, les ouvertures ont environ

$0^m,008$ de diamètre, et celles de la série la plus haute, qui en contient 80, sont équidistantes, les pleins étant égaux aux vides; mais ces dimensions ne sont nullement essentielles, et l'on peut donner aux ouvertures des formes diverses, circulaire, rectangulaire, etc., sans inconvénient.

Le mouvement de rotation de la roue s'obtient à l'aide d'une petite poulie fixée à l'axe et mue par une courroie *bb'*, mise elle-

Fig. 1.



même en mouvement à l'aide d'un moteur quelconque. En me servant tout simplement d'une roue en fonte de $0^m,22$ de diamètre qu'on tourne à l'aide d'une manivelle, je puis, dans l'appareil dont je me sers, et qui a été construit par M. Duboscq, donner à la roue de verre, qui a $0^m,44$ de diamètre, une vitesse de vingt tours par seconde.

On peut aller plus loin sans inconvénient; mais, en tout cas, il est très facile d'obtenir des sons correspondant à seize cents interruptions du faisceau lumineux par seconde, c'est-à-dire des sons de seize cents vibrations doubles par seconde et qui sont, par suite, relativement assez aigus. Il en résulte la possibilité d'avoir, en donnant à la roue des vitesses graduellement croissantes, une série continue de sons depuis les plus graves que l'oreille puisse percevoir le long d'une échelle de quatre ou cinq octaves au moins, ou bien

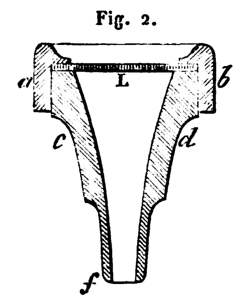
des accords dont le son fondamental peut être l'un quelconque des sons de cette échelle.

La seconde partie de l'appareil consiste dans ce qu'on peut appeler le *récepteur*, formé de la lame qui reçoit les radiations intermittentes et de son support.

Afin d'étudier rapidement des lames de diverse nature, de pouvoir faire varier leur épaisseur et leur position relativement aux radiations, j'ai employé un appareil très simple, représenté dans son ensemble sur la *fig.* 1 et en coupe sur la *fig.* 2.

La lame en expérience L repose sur une portée ménagée à l'intérieur d'une sorte de cornet acoustique *abcd*, sans y être fixée. Le cornet est en bois et formé de deux parties ; la seconde *ei* entre à frottement à l'intérieur de la première, et vient presser la lame L pour la maintenir relativement fixe ; elle se termine par une embou-

Fig. 2.



chure *f* à laquelle on peut adapter un tube de caoutchouc *f*C (*fig.* 1), terminé en C par un autre cornet acoustique, en bois, destiné à être appliqué contre l'oreille. La lame est tournée vers les radiations, comme l'indique la *fig.* 1 ; on tient le cornet P qui la contient avec une main, et, de l'autre, on applique le cornet C contre une oreille, ce qui permet d'écouter commodément ; on peut encore fixer le cornet P sur un support en forme de fourche, comme celui que représente la *fig.* 1, ou tout autre.

Dans le cours de mes expériences, j'ai remarqué que la lame réceptrice n'avait pas besoin d'être encastrée solidement et qu'on pouvait la séparer du support proprement dit, à l'aide de rondelles de papier ou de drap, sans que le phénomène radiophonique parût altéré ; or cette disposition est quelquefois indispensable, par exemple lorsqu'il s'agit de prendre pour récepteurs des lames très

minces et fragiles et qu'on parvient à fixer suffisamment ainsi, sans risque de les casser : circonstance qui n'est pas indifférente, car les récepteurs très minces semblent être les plus intéressants.

De plus, on peut se servir de lames réceptrices de petites dimensions sans changer les dimensions du cornet support : il suffit, à cet effet, de les enchâsser dans un disque étroit en liège, de la grandeur du support, comme on le fait pour les cristaux très petits qui servent souvent pour les expériences d'Optique. On peut ainsi aisément donner aux lames réceptrices des formes et des grandeurs variées.

Enfin le troisième élément des phénomènes radiophoniques est la source des radiations que l'on fait tomber sur les ouvertures de la roue interruptrice, après les avoir concentrées ou non à l'aide de systèmes optiques convenables.

Cette question de la source radiante sera traitée plus loin ; on pourra supposer, pour le moment, qu'il s'agit du Soleil ou d'une lampe électrique dont les rayons seraient concentrés par des lentilles sur le récepteur.

II. — Étude des divers récepteurs.

A l'aide des appareils précédents, on peut étudier facilement les divers récepteurs.

Je me suis borné d'abord aux corps solides, dont l'étude doit précéder celle des autres. Un grand nombre d'expériences m'a conduit aux principaux résultats suivants :

A. *La radiophonie ne paraît pas être un effet produit par la masse de la lame réceptrice vibrant transversalement dans son ensemble, comme une plaque vibrante ordinaire.*

En effet, quand on place une lame quelconque dans de bonnes conditions, on reconnaît sans peine les faits suivants :

1° Elle reproduit *également bien* et *sans solution de continuité* tous les sons successifs, depuis les plus graves possibles jusqu'à des sons aigus qui, dans mes expériences, ont pu aller, pour le moment, jusqu'à 1600 vibrations doubles par seconde.

2° Elle reproduit dans les mêmes conditions des *accords* de tous les tons possibles, variant, si l'on veut *d'une manière conti-*

nue, en faisant varier d'une manière continue la vitesse de la roue interruptrice.

Or, aucune plaque élastique connue vibrant transversalement n'est susceptible de produire de tels effets d'une façon aussi complète.

3° Quand on fait varier l'épaisseur, la largeur des lames, les sons produits conservent toujours deux de leurs qualités : la *hauteur* et le *timbre*. Cette propriété est inconciliable avec l'idée d'une lame vibrant transversalement.

Quant à l'*intensité*, il y a lieu de distinguer deux cas :

Dans le cas des lames opaques, à surface égale éclairée, l'intensité des sons décroît rapidement avec l'épaisseur. Ainsi, avec les radiations d'une lampe électrique, un récepteur en zinc de $0^{m},001$ d'épaisseur produit des sons assez intenses; avec un récepteur de $0^{m},003$, les sons sont très faibles; avec un récepteur de $0^{m},005$, ils ne s'entendent plus. On obtient des résultats analogues avec des lames de cuivre, d'ébonite, etc. Avec de pareils récepteurs on a toujours avantage, au point de vue de l'intensité des sons à percevoir, d'en réduire l'épaisseur le plus possible. Ce qu'il y a de mieux, c'est de les prendre à l'état de clinquant de $\frac{1}{10}$ de millimètre environ. Le clinquant de cuivre, d'aluminium, de platine et surtout de zinc donne d'excellents résultats.

Dans le cas des lames transparentes, il en est tout autrement. Les sons produits, à égale surface éclairée, ne changent pas sensiblement d'intensité avec l'épaisseur, et cela entre des limites d'épaisseur qui peuvent être assez éloignées.

Pour le verre en particulier, on peut aisément constater cette propriété entre $0^{mm},5$ d'épaisseur et $0^{m},02$ ou $0^{m},03$. Cela m'a permis d'employer des lames réceptrices transparentes ou translucides n'ayant pas plus de 1^{cq} de surface, en particulier des lames de tourmaline de cette dimension.

C'est cette propriété qui permet aussi d'employer sans inconvénient des roues interruptrices en verre.

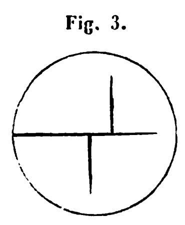
Nous reviendrons plus tard sur cette différence entre les lames opaques et les lames transparentes.

4° Une plaque fêlée, fendue, produit à très peu près les mêmes effets que lorsqu'elle est intacte.

Ainsi un récepteur en verre, brisé en deux morceaux qui sont en-

suite simplement rapprochés, ne se distingue pas d'un récepteur identique intact. Un récepteur en clinquant de cuivre fendu avec des ciseaux, comme l'indique la *fig.* 3, peut être bien difficilement

Fig. 3.



distingué d'un récepteur semblable pris dans la même plaque de clinquant, mais intact.

Ce résultat, comme les précédents, ne semble pas pouvoir s'accorder avec l'idée d'une vibration transversale d'ensemble d'une lame réceptrice.

B. ***La nature des molécules du récepteur et leur mode d'agrégation ne paraissent pas exercer sur la production des sons un rôle prédominant.***

En effet : 1° à épaisseur et surface égales, les récepteurs, de quelque nature qu'ils soient, produisent des sons de même *hauteur* et dans le *timbre* desquels il n'est pas possible de saisir de différence. Ainsi il ne paraît pas possible de saisir une différence spécifique entre les sons produits par du mica, du verre, du platine, du zinc, etc., et cela quelque faible que soit l'épaisseur des lames réceptrices.

2° L'effet produit par des radiations ordinaires est, toutes choses égales d'ailleurs, à très peu près le même pour des substances transparentes aussi différentes que le verre, le mica, le spath d'Islande, le gypse, le quartz taillé parallèlement ou perpendiculairement à l'axe.

Il en est de même quand on emploie des radiations polarisées; il en résulte seulement une diminution assez grande d'intensité dans les sons produits, par suite de l'affaiblissement du faisceau radiant qui a traversé l'appareil polariseur.

C. ***Le phénomène radiophonique semble résulter principalement d'une action exercée à la surface du récepteur.***

L'intensité des sons produits dépend, en effet, de la nature de la surface. On reconnaît, en étudiant la question à ce point de vue, que toute opération qui diminue le pouvoir réflecteur et augmente le pouvoir absorbant de la surface influe sur le phénomène. C'est ainsi que les surfaces rayées, dépolies, ternes, oxydées, sont les plus convenables. Au contraire, une lame de verre argentée sur une de ses faces paraît absolument insensible aux radiations intermittentes, quelle que soit celle de ces faces qui soit tournée vers elles.

Des lames de verre polies ou dépolies produisent une différence sensible dans l'intensité des sons ; il en est de même de lames de clinquant de cuivre polies ou oxydées.

Mais on obtient surtout des résultats remarquables quand on essaye de recouvrir les surfaces de minces couches de substances susceptibles d'absorber plus ou moins les radiations. Les unes, telles que la céruse, le blanc de zinc, le jaune de chrome, le rouge de Saturne, empêchent, à très peu près, dans le cas de sources intenses, la radiophonie de se produire, quand on les dépose sur des lames de verre, par exemple, après les avoir délayées dans de l'eau ou de l'essence. Les autres, au contraire, telles que le bitume de Judée, l'encre de Chine, le noir de platine (déposé sur du platine) et principalement le noir de fumée, augmentent notablement l'intensité des phénomènes. Cette dernière substance, particulièrement commode et efficace, peut être déposée sur la surface des lames réceptrices en passant plusieurs fois celles-ci à travers la fumée épaisse d'une lampe à huile.

L'effet produit par ces substances sur les récepteurs opaques ne se fait particulièrement sentir que lorsqu'ils sont très minces et que la couche noire est tournée vers les radiations; quand elle est sur la face tournée vers le verre, elle ne paraît produire aucun effet : de telle sorte qu'on obtient de bons récepteurs avec du clinquant de platine platiné ou de zinc enfumé dont les faces noircies sont tournées vers la roue interruptrice. Quant aux lames transparentes, il faut, pour que l'effet indiqué soit sensible, qu'elles soient très minces quand la couche noire est tournée vers les radiations. Ainsi, dans ces conditions, des lames de verre ou de mica de $\frac{1}{10}$ de millimètre d'épaisseur constituent de bons récepteurs; mais si on leur donne une épaisseur de $0^m,001$, elles sont beau-

coup moins bonnes, et en augmentant l'épaisseur on n'entend plus de sons ; elles se comportent alors comme des lames opaques épaisses. Il n'en est pas de même quand la couche noire est tournée vers l'oreille : l'épaisseur des lames semble alors indifférente ou à peu près, et les choses se passent comme si les radiations, traversant la lame, venaient agir sur la surface noircie. Il en résulte qu'avec des récepteurs en verre ou mica mince il est indifférent de tourner la face enfumée vers la roue ou vers l'oreille : il vaut mieux employer cette dernière disposition, qui met la couche de noir de fumée à l'abri de tout frottement, protégée qu'elle est par le support creux. Jusqu'ici les meilleurs récepteurs que j'aie pu obtenir sont des lames de mica mince enfumées intérieurement.

Cette influence de la surface enfumée d'un récepteur sur la production des sons se manifeste de la façon la plus curieuse sur certaines substances qui présentent par elles-mêmes très peu de consistance et d'élasticité, telles que le papier mince et le drap. Si on les expose à des radiations intenses, elles laissent passer les ondes provenant des bruits extérieurs, d'où résulte une sorte de bruissement; mais les sons radiophoniques s'entendent si peu, qu'on peut douter parfaitement de leur existence.

Mais, si l'on recouvre leur surface de noir de fumée, il en est tout autrement : le bruissement disparaît à peu près complètement, et l'on entend très distinctement les sons radiophoniques avec une intensité égale à celle des sons produits par beaucoup d'autres récepteurs rigides.

Ce fait curieux ne paraît pas sans importance, et il pourra sans doute être utilisé plus tard.

III. — Influence de la source radiante.

Quand on a obtenu des récepteurs sensibles comme ceux qu'on vient d'indiquer, on peut examiner la question de la source radiante.

On voit alors nettement que *les sons radiophoniques résultent bien de l'action directe des radiations sur le récepteur*.

En effet : 1° on diminue graduellement l'intensité du phénomène en diminuant la quantité des radiations reçues, à l'aide de diaphragmes d'ouverture variable.

2° En polarisant les radiations et en prenant pour lame réceptrice un analyseur mince, tel qu'une lame de tourmaline, les sons produits présentent des variations d'intensité correspondant à celles de la radiation elle-même quand on fait tourner le polariseur ou l'analyseur.

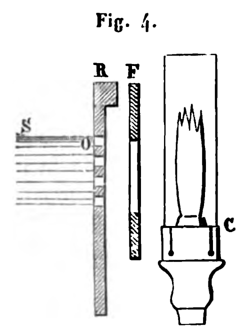
Il pourrait en résulter un moyen de produire les sons radiophoniques, si l'on pouvait faire tourner autour de son axe, assez rapidement et sans bruit, une lame de tourmaline ; la roue interruptrice deviendrait alors inutile.

En second lieu, on peut reconnaître, à l'aide d'un récepteur sensible, qu'on peut produire la radiophonie avec des sources beaucoup moins intenses que le Soleil et les lampes électriques.

En effet, en employant les mêmes moyens de concentration des radiations, c'est-à-dire deux systèmes de lentilles, l'un destiné à rendre le faisceau radiant parallèle, l'autre à le concentrer sur les ouvertures de la roue, j'ai pu immédiatement remplacer un régulateur électrique par un chalumeau produisant la lumière Drummond, puis par une lampe à pétrole alimentée avec de l'oxygène, puis par une lampe ordinaire à pétrole, puis enfin par un bec de gaz.

D'ailleurs, pour les sources faibles comme celles qui résultent de la combustion du gaz, l'emploi de lentilles de concentration nuit beaucoup à l'intensité du phénomène. Ainsi l'on obtient des sons beaucoup plus intenses avec un bec de gaz en employant la disposition indiquée dans la *fig.* 4, dans laquelle S représente le

Fig. 4.



faisceau radiant reçu, R la roue, O les ouvertures, F une fente placée aussi près que possible de la roue, C le bec de gaz placé à $0^m,03$ ou $0^m,04$ de la fente.

Il en est de même avec une source formée d'une spirale de platine chauffée par la flamme d'un bec Bunsen.

L'emploi de ces diverses sources donne de grandes facilités pour l'étude de la radiophonie. Je dois ajouter que jusqu'ici (sauf en ce qui concerne l'intensité des sons produits) il m'a toujours paru indifférent d'employer les unes ou les autres : je veux dire qu'elles ne m'ont jamais paru présenter aucun mode caractéristique d'action ou produire des effets spéciaux susceptibles de les faire distinguer les unes des autres; à intensité égale des sons produits, rien ne m'a permis jusqu'à présent de juger, d'après la nature même de ces sons, s'ils provenaient de la lumière électrique, ou d'un bec de gaz, ou de l'une des autres sources que j'ai employées. J'ai dirigé des recherches dans cette voie : elles n'ont pas encore abouti, mais c'est peut-être parce qu'elles manquent de précision. Je ne considère donc pas la question comme résolue, et je continue mes expériences sur ce sujet.

IV. — Les causes du phénomène.

Après les recherches préliminaires précédemment indiquées, on peut aborder celle des causes du phénomène radiophonique. A cet effet, il s'agit de trouver une solution aussi vraisemblable que possible à ces trois questions : 1° parmi les radiations complexes qui constituent en général une source radiante, y en a-t-il qui contribuent plus spécialement à l'effet étudié et quelles sont-elles? 2° quelle est la substance dans laquelle se produit la transformation d'énergie radiante en énergie sonore? 3° quel est le mécanisme de cette transformation?

Je me suis occupé d'abord de la première question, et je crois qu'on en peut formuler la solution de la manière suivante :

Les sons radiophoniques sont produits principalement par les radiations de grande longueur d'onde dites calorifiques.

Pour résoudre la question, on peut d'abord faire un premier essai très simple. On se sert de l'appareil représenté dans la *fig.* 4, en prenant comme source un bec de gaz ou la lumière Drummond, et comme récepteur du mica mince enfumé. On écoute le son produit par la source d'abord directement, puis en interceptant les

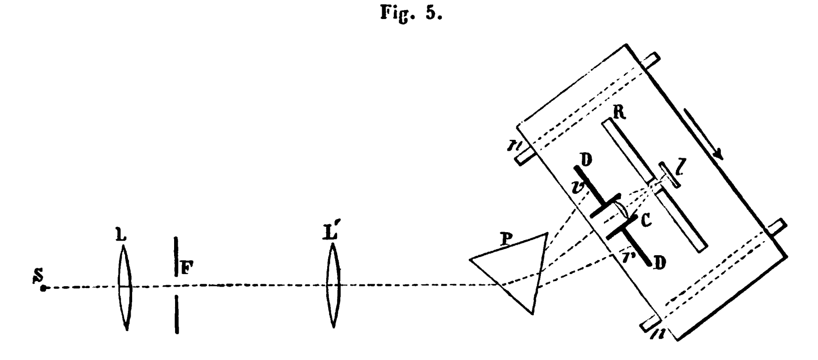
radiations successivement avec des lames de verre de même épaisseur ($0^m,002$ environ), colorées en rouge, en vert et en bleu foncé. On constate que la lame rouge n'a pas d'effet bien sensible, que la lame verte diminue l'intensité du son, que la lame bleue la diminue beaucoup plus.

Mais c'est là une expérience qui ne peut être considérée comme décisive, car l'effet de pareilles lames est assez complexe, et le résultat qu'on obtient par ce procédé peut laisser prise à des objections plus ou moins fondées.

Il en serait de même si l'on essayait d'interposer sur le trajet des radiations des liquides absorbants, tels que des dissolutions d'alun dans l'eau ou d'iode dans le sulfure de carbone. Ces expériences ont déjà été faites, et elles ont donné lieu à des assertions presque contradictoires. Aussi me suis-je décidé à les laisser complètement de côté pour le moment (sauf à y revenir plus tard) et à chercher à réaliser une expérience dont le résultat ne pût être contesté.

A cet effet, j'ai employé l'appareil représenté dans la *fig.* 5.

Fig. 5.



S est une source de radiations très intenses, telle qu'une lampe électrique à régulateur de M. Duboscq, animée par 40, 50, ... éléments Bunsen; L est le système de lentilles qui rend le faisceau radiant parallèle. Ce faisceau est reçu sur une fente F qu'il ne faut pas prendre trop étroite pour ne pas trop diminuer l'intensité; une largeur de $0^m,003$ à $0^m,004$ est convenable. Cette fente éclairée constitue, à proprement parler, la source.

Une lentille L' reçoit les radiations; elle est placée de façon à

donner une image nette de la fente sur un écran placé à la distance où se trouvera la roue interruptrice.

Au sortir de la lentille les radiations sont dispersées par un prisme P disposé de manière à avoir le minimum de déviation, et l'on obtient un spectre dont la partie lumineuse a une largeur de $0^m,05$ à $0^m,06$ sur un diaphragme DD, percé à son centre d'une ouverture portant un cylindre dans lequel on peut faire glisser une lentille cylindrique C. Ce diaphragme est fixé au support de la roue interruptrice R, placée derrière, et ce support est mobile sur deux rouleaux *n*, *n*.

En opérant ce mouvement perpendiculairement à la direction des rayons dispersés et dans la direction indiquée par la flèche, on voit que la lentille cylindrique C recueillera successivement les rayons diversement colorés du spectre, depuis le violet *v* jusqu'au rouge *r* et au delà du rouge, et, dans chaque position, la lentille cylindrique produira sur le bord de la roue et sur les quatre séries d'ouvertures qu'elle présente une bande étroite résultant de la concentration des rayons qu'elle reçoit.

En plaçant un récepteur *l* en mica mince enfumé, par exemple, dans une position *fixe*, on pourra écouter, pendant le mouvement du support de l'appareil, l'effet produit à travers les ouvertures de la roue tournante par les radiations successives du spectre visible et invisible.

Quand on fait l'expérience, on constate qu'on n'entend aucun son dans la partie qui s'étend du violet invisible au jaune du spectre, qu'on commence à entendre un son dans les radiations orangées, que l'intensité du son augmente graduellement dans le rouge, que cette intensité est maxima dans les radiations invisibles au delà du rouge et qu'elle décroît ensuite très rapidement.

J'ai fait l'expérience plusieurs fois à plusieurs jours d'intervalle; je l'ai fait faire à plusieurs personnes. Les sons perçus sont faibles, parce que je n'ai employé jusqu'ici que des lentilles et des prismes de verre, qui absorbent une grande quantité des radiations obscures infra-rouges, et qu'on perd beaucoup de lumière et de chaleur par la limitation du faisceau par la fente; mais l'expérience n'en est pas moins très perceptible et très nette.

Afin d'ailleurs qu'on ne pût attribuer le résultat à un effet particulier dépendant de la nature de la lame réceptrice, j'ai fait l'ex-

périence non seulement avec du mica mince enfumé, mais encore avec du platine mince platiné et avec du clinquant de zinc à surface nue : les résultats n'ont pas changé.

Ces résultats ressemblent donc complètement à ceux qu'on obtiendrait en explorant le même spectre avec une pile thermo-électrique linéaire, et la conclusion, qui s'impose d'elle-même, doit être ainsi formulée :

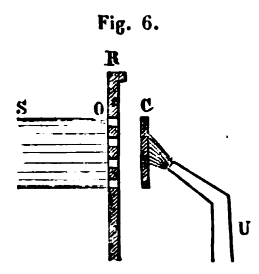
Les effets radiophoniques sont produits principalement par les radiations rouges et infra-rouges, c'est-à-dire par les radiations à grande longueur d'onde.

Le *photophone* de M. G. Bell est donc plutôt un *radiophone,* car les rayons dits lumineux n'exercent sur le phénomène qu'un effet tout à fait secondaire, les radiations y agissant surtout par leurs propriétés *thermiques.*

Pour mettre cette conclusion hors de doute, j'ai cherché à produire les sons radiophoniques à l'aide de radiations absolument invisibles dans l'obscurité.

On y parvient aisément à l'aide du dispositif très simple représenté par la *fig.* 6. U est un chalumeau oxyhydrique dont la flamme

Fig. 6.



échauffe un disque C en cuivre rouge de 0^m, 002 d'épaisseur environ; R est la roue interruptrice dont les ouvertures O laissent passer le faisceau S émis par la source C et reçu sur un récepteur en mica enfumé, par exemple.

On porte au rouge sombre le disque : on entend alors très bien les sons radiophoniques. On éteint le chalumeau : le disque se refroidit, mais on continue à entendre les sons d'intensité décroissante, non seulement tant que le disque est visible dans l'obscurité, mais encore quand il est invisible.

En faisant l'expérience en sens inverse, on constate que l'on commence à entendre les sons pendant que le disque est absolument invisible dans l'obscurité, et, en réglant convenablement la flamme du chalumeau, on peut maintenir le disque invisible et entendre d'une manière continue les sons ainsi produits.

Ici, il est évident qu'il n'y a plus lieu d'appliquer le mot *photophonie;* il n'y a pas de *lumière* en jeu : si l'on veut se servir d'un terme tout à fait général pour qualifier le phénomène, il faut employer le mot *radiophonie,* ou plutôt, pour le particulariser ainsi qu'on en a le droit, à ce qu'il me semble, on peut user du mot *thermophonie,* qui représente mieux que tout autre l'effet que je viens de décrire.

Ainsi donc, le phénomène découvert par M. G. Bell est l'effet d'une transformation remarquable de l'énergie thermique des radiations, et le radiophone ressemble, à ce point de vue, au *radiomètre* de M. Crookes.

Il reste à trouver le mécanisme de cette transformation : je poursuis mes recherches dans ce but.

RECHERCHES SUR LES DIFFÉRENCES DE POTENTIEL DE DEUX MÉTAUX AU CONTACT; RÉSULTATS;

PAR M. H. PELLAT.

La méthode que j'ai imaginée pour faire l'étude de l'électricité de contact des métaux a été exposée précédemment (t. IX, p. 145).

J'ai insisté déjà sur la nature de la quantité mesurée par toutes les méthodes électroscopiques et par la mienne en particulier: c'est *la différence de potentiel des couches électriques qui recouvrent les deux métaux au contact et en équilibre.* Cette quantité, parfaitement définie, est une constante pour deux corps conducteurs dans un même milieu isolant. Nous la désignerons, pour abréger, par *différence de potentiel apparente* des deux corps.

Je vais indiquer maintenant les principaux résultats de cette étude.

I.

La différence de potentiel apparente de deux métaux dépend essentiellement de la nature de leur couche superficielle et varie, dans des proportions parfois considérables, avec les changements chimiques ou simplement physiques de la surface.

Pour montrer l'influence d'un changement, en apparence insignifiant, dans l'état chimique, je citerai l'expérience suivante. Un disque de cuivre fut nettoyé avec le plus grand soin (tripoli, lavages à l'alcool absolu); sa différence de potentiel apparente avec l'or se trouva égale à $0^{l},137$ (¹). Ce plateau, placé un instant dans une atmosphère d'acide sulfhydrique, fut retiré avant que la couche de sulfure formée eût atteint une épaisseur suffisante pour changer d'une façon appréciable la couleur du cuivre. Le plateau fut ensuite lavé à l'alcool, comme précédemment, et l'on s'assura que l'atmosphère d'acide sulfhydrique qu'il avait pu entraîner avec lui avait disparu. La différence de potentiel apparente avec l'or était devenue $0^{l},201$, nombre bien supérieur au précédent. Le plateau ayant été remis dans l'hydrogène sulfuré jusqu'à ce que sa surface ait pris une teinte bronzée, et nettoyé comme ci-dessus, la différence de potentiel avec l'or resta la même ($0^{l},200$). Dans une autre expérience, la sulfuration fut poussée jusqu'à la couleur pourpre et même bleu foncé : les nombres furent sensiblement les mêmes. Ainsi une couche de sulfure invisible, bien inférieure à une longueur d'onde en épaisseur, produit le même effet qu'une couche beaucoup plus épaisse et masque déjà complètement les propriétés du cuivre.

Des changements purement physiques de l'état de la surface produisent des effets analogues. Montrons-le par un exemple. Un disque de zinc est nettoyé au papier émeri très fin (n° 0 du commerce), puis lavé à l'alcool avec beaucoup de soin. Sa différence de potentiel apparente avec l'or, mesurée immédiatement après, est trouvée égale à $0^{l},698$ (zinc positif); quelque temps après les nombres ont baissé, et ils diminuent de plus en plus avec le temps :

(¹) En prenant comme unité de différence de potentiel la force électromotrice de 1 élément Latimer-Clark.

au bout de quatorze jours, la mesure donne $0^v,523$. Quoique le zinc paraisse aussi net qu'au moment où il vient d'être nettoyé, il peut être oxydé d'une façon invisible. Je le nettoie alors au tripoli très fin et je le lave à l'alcool de façon à rendre sa surface parfaitement métallique : la mesure donne $0^v,607$. Les nombres ont remonté, mais sont bien loin d'égaler ceux qui suivent le polissage à l'émeri ; ils diminuent du reste avec le temps, comme ci-dessus. Le traitement mécaniquement différent produit un état différent de la surface. Pour mieux établir ce point, je polis de nouveau le zinc avec le papier émeri n° 0 en appuyant très fortement ; je lave à l'alcool, et la différence de potentiel apparente avec l'or devient égale à $0^v,738$: valeur considérable ! Les nombres baissent avec le temps, et le lendemain je trouve $0^v,690$. A ce moment je nettoie la surface au tripoli et la lave à l'alcool. Si les différences observées tiennent à la nature chimique de la substance qui sert au nettoyage, je dois retrouver maintenant un nombre voisin de $0^v,607$ (nombre obtenu précédemment après le nettoyage au tripoli). Si les variations tiennent au contraire à une sorte d'écrouissage superficiel dû au traitement mécanique, je dois trouver un nombre voisin de $0^v,690$ et plutôt plus fort : c'est ce qui a lieu en effet, et je trouve le nombre $0^v,693$.

L'expérience précédente n'est pas une expérience isolée ; j'en ai fait un très grand nombre à ce sujet, et j'ai reconnu que *tous les métaux* deviennent *plus positifs* quand on écrouit superficiellement la surface ; cet écrouissage diminue avec le temps et le métal se montre moins positif. Le retour de la surface à l'état primitif est rapide (quelques minutes) si l'écrouissage a été tout à fait superficiel, tel que celui qui est produit par le frottement d'un linge ou d'un morceau de papier à filtre ; il est plus lent (plusieurs jours) si l'écrouissage a été plus profond, tel que celui dû au frottement de l'émeri. Du reste, les divers métaux éprouvent des modifications plus ou moins accentuées. Le zinc est un des plus sensibles, le cuivre l'est moins, le plomb encore moins, mais tous les métaux étudiés obéissent à la loi que nous venons d'indiquer.

On ne peut donc se borner à déterminer un seul nombre pour le contact de deux métaux ; il faut absolument avoir égard à l'état physique des surfaces, qui peut faire varier les mesures de quantités allant parfois jusqu'au quart de la valeur moyenne.

L'état de poli ou de dépoli des surfaces semble n'avoir aucune influence sur les nombres.

II.

J'ai cherché si la nature ou la pression d'un gaz inerte entourant les métaux influençait leur différence de potentiel apparente (¹). A cet effet, deux plateaux métalliques, l'un en zinc, l'autre en cuivre, ont été disposés dans un appareil spécial pouvant être placé sous une cloche maintenant autour d'eux une atmosphère artificielle. L'écartement des plateaux, nécessaire pour la mesure, était produit par le jeu d'un électro-aimant.

Les résultats obtenus ont été les suivants : *Toutes les fois qu'on raréfie le gaz, la différence de potentiel apparente augmente, pour reprendre la même valeur quand la pression redevient la même.* Ces variations, quoique très nettes, sont extrêmement faibles et ne dépassent jamais $\frac{1}{25}$ de la valeur totale (en valeur absolue n'atteignent pas $0^{\mathrm{v}},02$). Comme, dans mes expériences, l'erreur maximum possible ne dépasse pas $0^{\mathrm{v}},002$ et dans quelques expériences plus soignées s'est abaissée à $0^{\mathrm{v}},0005$, il ne peut y avoir aucun doute sur ces variations. Celles-ci se sont montrées un peu plus grandes avec l'oxygène qu'avec l'air ou l'azote ; l'acide carbonique donne au contraire des variations d'amplitude un peu plus faible, et l'hydrogène moins encore.

J'ai profité de ce que les variations avec l'oxygène sont un peu plus grandes qu'avec les autres gaz pour tracer la courbe qui les représente en fonction de la pression. Trois séries d'expériences ont été faites dans ce but (²) et ont donné des résultats concor-

(¹) Ces recherches ont été exécutées en novembre et décembre 1879 et janvier 1880, et présentées succinctement à l'Académie des Sciences dans sa séance du 26 avril 1880. Jusqu'alors aucune expérience de ce genre n'avait été faite, car, si quelques auteurs ont pensé à employer une atmosphère artificielle, les uns, comme Pfaff ou M. Exner, avaient verni ou recouvert de paraffine les faces en regard des métaux, qui, par là, étaient soustraites à l'action du gaz ; d'autres, comme M. Brown, ont employé l'acide sulfhydrique ou l'acide chlorhydrique qui, en altérant chimiquement le métal (zinc, cuivre ou fer), forme une couche de substance étrangère à sa surface ; les expériences ne sont plus comparables à celles qui sont faites dans l'air.

(²) Dans la première et la troisième série, on partait de la pression atmosphérique et on raréfiait de plus en plus le gaz ; dans la deuxième, on est parti de la pression

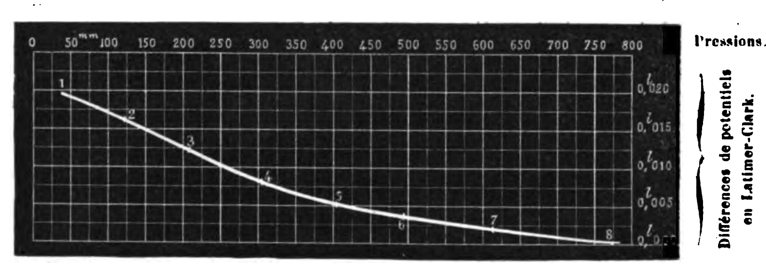


dants. Voici la courbe fournie par la deuxième série et obtenue à l'aide de huit déterminations : la différence de potentiel apparente moyenne entre le cuivre et le zinc étant dans cette expérience de $0^{volt},76$, la variation extrême n'a atteint que $0^{volt},0285$.

La substitution d'un gaz (¹) à un autre ne change pas sensiblement la valeur de la différence de potentiel apparente quand ces gaz sont sous faibles pressions (20^{mm} à 30^{mm} de mercure).

Comme les variations provenant des changements dans la force élastique des gaz n'ont pas la même amplitude pour tous, sous la

Fig. 1.



pression atmosphérique l'oxygène donne des nombres un peu plus faibles que l'air ou l'azote et ceux-ci que l'acide carbonique ; quant à l'hydrogène, déjà sous la pression atmosphérique il donne sensiblement le même nombre que l'air raréfié (20^{mm} à 30^{mm} de mercure), et, par conséquent, l'hydrogène raréfié donne des nombres un peu plus forts que les autres gaz dans le même état. Mais il est bien probable que, si le vide était poussé plus loin, tous les gaz, l'hydrogène compris, se comporteraient de même.

Un fait important a été mis en évidence par toutes ces expériences : la variation de la valeur de la différence de potentiel apparente est toujours *en retard* sur la variation de pression ou sur le changement de nature du gaz. Si l'on fait une observation im-

---

la plus faible pour arriver à la pression atmosphérique. Dans les deux dernières, la précision des mesures atteignait $0^{l},0005$.

(¹) Tous ces gaz avaient été préparés à l'état de pureté et surtout parfaitement débarrassés des acides qui auraient pu attaquer les surfaces métalliques. Si un accident de ce genre s'était produit, les nombres auraient été modifiés d'une façon permanente et non temporaire. L'air sec et l'air humide ont donné les mêmes résultats. Les autres gaz ont été employés secs.

médiatement après le changement de pression et qu'on la fasse suivre de plusieurs autres de minute en minute, on voit que les nombres continuent à varier dans le même sens pendant quelques instants, et la variation finale peut être le double de la variation initiale. Cela montre que la différence de potentiel apparente n'est pas une fonction directe de la pression ou de la nature du gaz isolant, mais bien des changements qui en résultent dans l'état des surfaces métalliques (condensation des gaz); c'est donc par suite d'une action secondaire que les nombres sont modifiés.

III.

J'ai voulu vérifier si deux métaux réunis par un liquide ont leur couche électrique au même potentiel [1]. Cela revient à voir si la force électromotrice d'un élément de pile formé par deux métaux A et B et un liquide L (A et B étant les métaux qui constituent la surface des lames baignées par le liquide) est la même que la différence de potentiel apparente des deux métaux A et B dans l'air.

Mes mesures me donnaient cette dernière quantité; il restait donc à déterminer la force électromotrice d'un élément de pile. Mais il est *indispensable* de mettre en contact avec le liquide les faces mêmes des métaux dont on a mesuré la différence de potentiel apparente, puisque cette quantité varie dans des proportions si notables suivant l'état physique des surfaces. Pour cela, j'inter-

---

[1] C'est ce qu'admettait Volta, sans en donner de preuves du reste. Une élégante démonstration de sir W. Thomson (JENKIN, *Electr. and magn.*, Chap. II, § 22) a prouvé qu'il en était ainsi dans le cas du zinc, du cuivre et de l'eau, mais avec peu de précision. Une expérience beaucoup plus précise de M. Clifton (*Proceed. of the roy. Soc.*, t. XXVI, p. 299) a conduit au même résultat. Dans cette expérience, deux plateaux, l'un de zinc, l'autre de cuivre, communiquent respectivement avec des lames de zinc et de cuivre trempant dans un liquide. Ces plateaux forment un condensateur à lame d'air. On constate qu'il n'est pas chargé, ce qui montre que les couches électriques qui recouvrent le cuivre et le zinc dans l'air sont au même potentiel. Si au contraire on réunit métalliquement les deux plateaux, le condensateur est fortement chargé. Je reprocherai à l'expérience de M. Clifton le défaut d'identité entre les surfaces métalliques plongeant dans le liquide et celles qui constituent les faces en regard du condensateur à lame d'air; même si, par impossible, l'identité était réalisée au moment de l'immersion, elle cesserait de l'être peu de temps après, comme le prouve ce qui suit. L'expérience faite ainsi doit présenter des irrégularités si la méthode de mesure est sensible.

posais une goutte de liquide entre les deux plateaux ([1]) qui venaient de servir à la mesure de cette dernière quantité, et je prenais la force électromotrice de la pile ainsi constituée. La mesure s'effectuait par la méthode indiquée précédemment (t. IX, p. 145), qui ne risque pas de polariser l'élément et qui permet d'effectuer des mesures de quart de minute en quart de minute avec une précision supérieure à $0^{\text{v}},001$.

Ces expériences présentent une difficulté : la force électromotrice de la pile ne reste pas constante et varie avec le temps, parfois avec une rapidité extrême. Il est clair que ces variations sont dues à l'altération des surfaces métalliques en contact avec le liquide, ou peut-être à l'altération du liquide lui-même. Il faut dès lors comparer la différence de potentiel apparente des métaux dans l'air à la force électromotrice de la pile au moment même où l'on vient de la former, avant que les surfaces métalliques se soient altérées d'une façon sensible; mais, comme il s'écoule toujours au moins dix à quinze secondes entre la formation de la pile et la mesure, et que dans ce temps très court la variation est déjà notable, il convient de faire des observations de quinze en quinze secondes pour tracer la courbe des variations de force électromotrice avec le temps; en la prolongeant jusqu'au temps zéro, par *extrapolation* on a, avec une erreur qui dans certains cas est très faible, la valeur de la force électromotrice de la pile avant toute altération des métaux. J'ai employé comme liquide l'alcool absolu ([2]), car avec ce liquide les variations de force électromotrice sont moins rapides qu'avec les liquides aqueux. Les métaux étudiés ont été l'or, l'argent, le plomb, le zinc, le laiton, le cuivre.

La loi suivante est ressortie nettement de ces expériences :

La différence de potentiel apparente des métaux a la même valeur que la force électromotrice d'un élément de pile formé par l'alcool et ces métaux eux-mêmes (non encore altérés).

([1]) Cette goutte de liquide s'aplatissait entre les deux plateaux, distants de $0^{\text{mm}},1$ à $0^{\text{mm}},2$, et formait une large lame de liquide très mince. Des liquides très résistants, comme l'alcool absolu, donnent dans ces conditions des piles dont la force électromotrice se mesure (à l'aide d'un électromètre) aussi facilement que celle des piles ordinaires.

([2]) *Voir* la note précédente.

Le zinc a été employé avec sa surface fortement ou faiblement écrouie : dans le premier cas, la différence de potentiel apparente avec l'or est voisine de $0^{v},70$; dans le second, de $0^{v},60$. Dans chacun des cas, la loi ci-dessus s'est vérifiée.

Cette loi permet de déterminer la différence de potentiel apparent de métaux rares qu'on ne peut se procurer qu'en lames ou en fils, et non en plateaux.

Il est probable qu'elle subsiste pour des liquides autres que l'alcool; mais l'eau et surtout les dissolutions acides et salines altèrent tellement vite les surfaces de la plupart des métaux, que, quelle que soit la rapidité des mesures, il y a une grande incertitude sur la valeur de la force électromotrice de la pile au moment où elle vient d'être formée. Quelques expériences faites avec l'eau distillée, le laiton et le zinc ont pourtant nettement confirmé la loi.

IV.

La différence de potentiel des couches électriques qui recouvrent deux métaux au contact (différence de potentiel apparente) peut évidemment s'exprimer par la somme des trois termes

$$\text{(1)} \qquad I|M + M|M' + M'|I,$$

dans laquelle $M|M'$ représente la différence de potentiel *vraie* des deux métaux en contact, et $I|M$ et $I|M' (= - M'|I)$ celles qui existent entre chacun des métaux et la couche électrique qui le recouvre.

La force électromotrice d'un élément de pile peut aussi se représenter par une somme de trois termes

$$\text{(2)} \qquad L|M + M|M' + M'|L,$$

M et M′ représentant les métaux qui forment la surface des lames baignées par le liquide L, et $L|M$ et $L|M'$ étant les différences de potentiel entre le liquide et les métaux.

Or l'expérience prouve que, pourvu que M et M′ soient les mêmes dans les deux expressions (1) et (2), celles-ci ont la même valeur, quels que soient du reste I ou L; leur valeur change au contraire du tout au tout avec M ou M′. N'est-il pas bien probable, dès

lors, que la valeur constante de toutes ces expressions représente précisément celle du seul terme M|M' qui leur soit commun, différence de potentiel *vraie* des deux métaux en contact? Ce n'est certainement pas là une démonstration rigoureuse; mais je crois pourtant qu'on doit regarder cette dernière quantité comme donnée, avec une grande probabilité, soit par les différences de potentiel apparentes fournies par les mesures électroscopiques, soit par la mesure de la force électromotrice d'un élément de pile à un liquide avant toute altération des métaux.

LA LENTILLE A FOYER VARIABLE DU D[r] CUSCO;

PAR M. C.-M. GARIEL.

Depuis que l'étude de la vision a été entreprise d'une manière rationnelle, on sait qu'il faut placer au premier rang, parmi les propriétés qui distinguent l'œil des autres instruments d'optique propres à donner des images réelles, celle que l'on désigne sous le nom d'*accommodation*, et qui, par des modifications dans les courbures de la lentille cristallinienne, amène des changements notables dans la grandeur de la distance focale et permet, entre certaines limites, de maintenir sur la rétine les images nettes d'objets dont la distance à l'œil vient à varier. On sait que cet effet, dont nous n'avons pas à rechercher ici les conditions physiologiques, est dû à une déformation du cristallin qui amène une légère augmentation de courbure de la face antérieure, ainsi qu'un déplacement et une augmentation de courbure notable de la face postérieure. Jusqu'à présent, on n'était pas arrivé à construire des lentilles subissant des déformations analogues et donnant naissance, par conséquent, aux mêmes effets. M. le D[r] Cusco, chirurgien de l'Hôtel-Dieu, à Paris, est parvenu, dès 1879 [1], à obtenir une lentille à distance focale variable qu'il a, depuis cette époque, étudiée et perfectionnée.

La lentille du D[r] Cusco utilise l'élasticité du verre et, en parti-

---

(1) L'Académie de Médecine, mars 1879.

culier, ce fait qu'une lame de verre appuyée à ses extrémités et supportant en tous ses points une pression uniforme prend une courbure régulière qui, pour des flexions limitées, ne s'écarte pas beaucoup d'une courbure circulaire.

L'appareil consiste essentiellement en un tambour métallique, de forme cylindrique, fermé à ses deux bases par deux lames de verre choisies parmi les plus régulières et maintenues contre les parois latérales par une fermeture étanche, à l'aide de caoutchouc. L'intérieur du tambour peut être isolé à l'aide d'une tubulure munie d'un robinet; sur cette tubulure on place un tube qui apportera les variations de pression et qui, d'autre part, met l'appareil en communication avec un manomètre à eau ou à mercure, suivant le degré d'exactitude que l'on veut atteindre dans les mesures. La pression est produite par l'action d'une poire en caoutchouc contenant aussi de l'eau et qu'il suffit de presser pour obtenir une variation notable : on peut d'ailleurs combiner la pression plus ou moins forte obtenue directement ainsi avec celle qui résulte des déplacements verticaux de la poire, et, par suite, on peut expérimenter dans des limites assez étendues.

Lorsque l'on veut se servir de cet instrument, on le remplit entièrement d'eau ou d'un liquide transparent, que l'on introduit par une ouverture spéciale que l'on ferme ensuite hermétiquement. Si le liquide n'est alors soumis à aucune pression, les lames restent planes et l'appareil constitue une masse réfringente à faces parallèles; on est assuré que cette condition est remplie lorsque, dans le manomètre à eau, le niveau du liquide est à la hauteur du centre de la lentille. On peut alors vérifier facilement que le système ne produit aucune action convergente ou divergente, en s'assurant que, placé devant une lentille, il ne modifie pas sa distance focale.

Si l'on exerce alors une pression sur le liquide, même faible, le verre, en vertu de son élasticité, cède quelque peu, et d'autant plus facilement que l'on considère des points plus éloignés de la périphérie, de telle sorte que les deux lames deviennent courbes. Si ces lames ont la même élasticité dans tous les sens, les surfaces obtenues sont de révolution, et si, ce qui arrive en général, les lames ont la même épaisseur, les deux courbures sont égales : on a donc une lentille biconvexe analogue, comme forme, à celles qu'on emploie le plus souvent. On pourrait évidemment, si cela

présentait quelque intérêt, avoir une lentille à courbures inégales. en mettant sur une des faces un verre plus épais que sur l'autre.

L'effet de la pression se manifeste nettement, par exemple de la manière suivante. Ayant obtenu une image réelle sur un écran à l'aide d'une lentille convergente devant laquelle on place l'appareil de M. Cusco, si l'on vient à exercer une pression à l'intérieur de celui-ci, l'image se trouble immédiatement, et, pour l'obtenir nette à nouveau, il faut rapprocher l'écran, ce qui prouve que le système optique est devenu plus convergent. On peut d'ailleurs, en augmentant encore la pression, diminuer la distance focale; il y a cependant une limite qu'il ne faut pas dépasser, car les lames se briseraient : cette limite, naturellement, dépend de la nature et de l'épaisseur du verre.

On peut obtenir des effets opposés avec cet appareil. Ramenons, en effet, la pression intérieure à être nulle, comme nous l'avons dit tout à l'heure, puis diminuons-la encore en abaissant le niveau du liquide dans le réservoir au-dessous de sa position primitive : à la hauteur de la lentille, la pression atmosphérique extérieure sera plus considérable que la pression intérieure, et, par suite, les lames se courberont vers l'intérieur, constituant alors une lentille divergente biconcave.

L'appareil, tel que nous venons de le décrire, peut être employé très avantageusement pour expliquer expérimentalement la théorie de la vision en ce qui touche à l'accommodation; il permet aussi facilement de montrer les variations que subissent, dans l'accommodation, les images de Sanson, images produites par réflexion sur les deux surfaces de la lentille. Mais il peut être utilisé d'une manière plus précise et servir à des mesures; à cet effet, il faut qu'il soit gradué, c'est-à-dire que l'on puisse, pour un état quelconque, déterminer la distance focale ou mieux la puissance en dioptries d'après la pression lue sur le manomètre.

Pour atteindre ce résultat, M. Cusco emploie la méthode générale utilisée dans les photomètres : chercher une disposition telle que l'on obtienne une image réelle égale à l'objet. On sait alors que l'image et l'objet sont situés de part et d'autre à la même distance de la lentille et au double de la distance focale. Seulement, comme la lentille variable n'a pas une grande puissance et que son foyer est toujours assez loin, on y adjoint une lentille connue et l'on

cherche la puissance du système complexe. Comme on sait que la puissance en dioptries d'un système de deux lentilles au contact est la somme algébrique des puissances des deux lentilles, on déduit facilement la puissance de la lentille variable, et par suite sa distance focale, en fonction de la pression. On construit ainsi une Table numérique ou un Tableau graphique qui servira dans toutes les expériences de mesure.

Nous ne pouvons indiquer ici toutes les applications dont est susceptible l'appareil du D[r] Cusco, et nous devons nous borner à signaler les principales. On comprend, par exemple, qu'il permettra très facilement de déterminer la puissance d'une lentille donnée en détruisant exactement l'effet qu'elle produit : ce procédé sera plus précis et sans doute plus rapide que celui qui consiste à employer successivement des verres différents et connus.

La lentille à foyer variable, remplie de liquide de réfringence convenable, pourra également être utilisée pour achromatiser une lentille donnée et remplir, dans ce cas, le même rôle que fait le prisme à angle variable pour l'achromatisme des prismes.

Mais c'est surtout au point de vue de la physiologie de la vision que cet appareil paraît appelé à rendre des services, et c'est dans ce but que les lentilles sont souvent accouplées de manière qu'il y en ait une devant chaque œil. On comprend, sans que nous puissions insister ici, que, grâce à la variation immédiate de puissance, il soit possible de suivre l'accommodation dans toutes ses modifications; que, en particulier, il sera facile d'exécuter des recherches sur la durée de ce phénomène, etc. Ce sont là des questions spéciales qu'il nous suffisait de signaler rapidement.

Ajoutons, pour terminer, que M. le D[r] Cusco se propose d'appliquer la même idée à la construction d'un miroir courbe dont on pourra faire varier la courbure entre certaines limites dans un sens ou dans l'autre : il suffira d'argenter la surface antérieure de l'une des lames de verre.

SUR LA CORRECTION DU REFROIDISSEMENT EN CALORIMÉTRIE;

PAR M. BERTHELOT.

J'ai publié dans ce Recueil (t. II, p. 345; 1873) un exposé historique des principales méthodes usitées pour évaluer cette correc-

tion, et notamment des méthodes diverses que M. Regnault a employées dans ses travaux successifs, où cette question n'a cessé de le préoccuper. A la suite de cet exposé, j'ai proposé moi-même un procédé que je crois plus parfait et que j'ai reproduit avec détails dans mon *Essai de Mécanique chimique* (t. I, p. 208 à 210); j'y reviendrai tout à l'heure. J'y suis obligé, en effet, par un Mémoire de M. Pfaundler (*Annalen der Physik*, t. XI, p. 237-246; 1880), analysé au *Journal de Physique* (t. X, p. 46) et dans lequel l'auteur, après avoir reconnu que ce procédé est le plus correct de tous, l'attribue à M. Regnault, qui s'en serait servi en 1864, d'après les souvenirs personnels de M. Pfaundler (p. 242). Une telle assertion a quelque chose d'insolite, car il n'est guère d'usage de soulever une question de priorité, d'après des souvenirs qui remontent à seize ans et qui ne reposent sur aucune publication ou témoignage authentique. Dans le cas actuel, les souvenirs de M. Pfaundler l'ont induit en erreur.

M. Regnault, qui avait l'habitude de décrire minutieusement ses procédés, n'a jamais dit un mot de ma méthode, dans aucun de ses Mémoires, ni en 1864 ni plus tard. Dans son grand Ouvrage sur la chaleur spécifique des gaz et des vapeurs, publié en 1862, il emploie une correction toute différente, fondée sur la loi de Newton, à laquelle il ajoute une deuxième constante empirique, destinée à tenir compte de l'influence du milieu ambiant (*Relation*, etc., t. II, p. 81).

En décrivant ses expériences ultérieures, faites en 1864 et 1865, dans le t. XXXVII des *Mémoires de l'Académie*, il s'en réfère uniquement à cette méthode; plus tard, il a reconnu qu'il était préférable d'écarter toute détermination de la température ambiante et toute constante fondée sur la loi de Newton et il s'est arrêté à une autre méthode qu'il fit publier en 1867 par M. Pfaundler (*Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XI, p. 260). Ce dernier savant la déclarait alors « la plus sûre et la plus exacte », sans faire aucune allusion à une méthode encore meilleure, mais dont il ignorait alors l'existence, quoiqu'il la suppose aujourd'hui connue trois ans auparavant. Dans le procédé Regnault-Pfaundler, on déduit la correction de la marche du thermomètre, plongé dans le calorimètre, pendant un certain nombre de minutes avant l'expérience et pendant un certain nombre après. Avec ces données on tire une ligne

droite, dont les ordonnées expriment les pertes de chaleur à chaque instant pendant l'intervalle. Cette méthode, que j'ai citée en détail sous le nom de ses auteurs (*Essai de Mécanique chimique*, t. I, p. 207), est fort bonne, en effet, quand les excès de la température du calorimètre sur celle du milieu ambiant ne sont pas trop grands; mais elle est mise en défaut lorsque ces excès sont notables et surtout lorsque la substance contenue dans le calorimètre continue à dégager indéfiniment de la chaleur, comme il arrive dans les réactions lentes, réactions qui n'entraient pas dans l'ordre de recherches de M. Regnault.

C'est leur étude qui m'a conduit à établir la correction sur une courbe, tracée d'après les refroidissements du calorimètre renfermant la même quantité d'eau et les mêmes appareils, mais en opérant à blanc, dans des conditions identiques du milieu ambiant: le calorimètre étant porté successivement à la température initiale, à la température finale et à une série de températures intermédiaires. C'est cette méthode que j'ai proposée, et je ne crois pas que M. Regnault, que j'ai vu bien souvent opérer au Collège de France pendant vingt-deux ans et qui a été mon maître en calorimétrie, ait jamais mis en usage une méthode pareille.

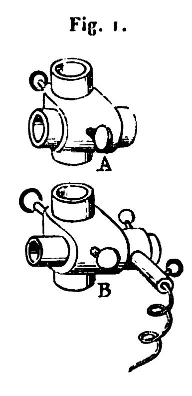
SUPPORT UNIVERSEL DE M. EDELMANN POUR LES EXPÉRIENCES DE PHYSIQUE;

PAR M. A. TERQUEM.

Ce support se compose essentiellement d'une tige de fer cylindrique verticale supportée par un pied très lourd à trois pointes. Sur cette tige peuvent se fixer à toute hauteur des tiges horizontales; sur ces dernières perpendiculairement, d'autres tiges en fer ou en ébonite. La pièce de jonction de toutes ces tiges est une pièce A en laiton (*fig.* 1), percée de deux canaux perpendiculaires, avec deux vis de pression, ce qui permet les modes de jonction les plus variés entre toutes les tiges. Sur une autre pièce B analogue, traversée par deux canaux perpendiculaires inégaux, on peut fixer des fils conducteurs pour les expériences d'électricité; dans le canal le plus étroit passe une tige de laiton terminée à une extré-

mité par une tige de verre, et sur l'autre extrémité on peut visser toutes les pièces que supportent habituellement les tiges des excitateurs, boules, pointes, pinces pour des fils ou des charbons.

Fig. 1.



Sans compter les emplois spéciaux et variés de ce support par l'adjonction de pièces nouvelles, on peut facilement, avec les pièces qui l'accompagnent, réaliser les dispositions et expériences suivantes : électrolyse, choc de deux veines liquides, toute espèce de décharges électriques dans l'air, le vide ou les liquides, suspension par des crochets, actions électrodynamiques et électromagnétiques, viseur avec lunette, lecture des angles par une lunette et une mire horizontale ou verticale, banc horizontal pour les expériences d'Optique de toute nature.

HENRY-A. ROWLAND. — On the mechanical equivalent of heat with subsidiary researches, etc. (Sur l'équivalent mécanique de la chaleur, avec recherches subsidiaires sur le thermomètre à mercure comparé au thermomètre à air et sur la variation de la chaleur spécifique de l'eau); *Proceed. of the american Academy of Arts and Science*, p. 75-200; juin 1879.

M. Rowland commence par comparer expérimentalement divers thermomètres à mercure et notamment celui dont il doit se servir dans la suite, avec le thermomètre à air. Les thermomètres à comparer sont immergés dans des enceintes d'eau à double enveloppe, munies d'un agitateur qui a à peu près la forme d'une pompe et d'un bec de gaz destiné à réparer les pertes dues au rayonnement. L'auteur trouve que la nature du verre influe très sensiblement sur

la graduation du thermomètre à mercure. Il trouve de plus que, même dans l'intervalle de 0° à 100°, les thermomètres à air et à mercure diffèrent d'une quantité qu'on ne peut négliger, qui aux environs de 45° atteint plusieurs dixièmes de degré, et qui par suite entraînerait une erreur d'environ $\frac{1}{100}$ dans les mesures calorimétriques, si l'on n'en tenait compte.

L'auteur fait ensuite la critique des diverses méthodes employées pour déterminer l'équivalent mécanique de la chaleur. Il estime que les expériences de Joule faites avec des calorimètres à friction donnent les meilleures déterminations de ce nombre. Il se sert donc de cette méthode, en la perfectionnant.

Un axe vertical muni de palettes et mû par une machine à pétrole tourne avec vitesse à l'intérieur d'un calorimètre à eau.

La quantité de chaleur développée par le frottement est mesurée, comme dans les expériences de Joule, à l'aide d'un thermomètre à mercure. La quantité de travail dépensée est mesurée par une méthode analogue à celle déjà employée par Puluj : d'une part, on compte le nombre de tours des palettes dans un temps donné ; d'autre part, on mesure le moment du couple qu'il faut employer pour empêcher le calorimètre qui est librement suspendu de suivre le mouvement de l'axe à palettes. Le produit de ces deux quantités donne le travail du frottement pendant la durée de l'observation. Le nombre de tours est donné par une inscription chronographique : un curseur qui se déplace d'une petite quantité à chaque tour des palettes marque sa trace le long d'un cylindre de chronographe. Sur le même cylindre l'observateur inscrit les moments où le mercure du thermomètre franchit chacune des divisions de son échelle. Le moment du couple d'entraînement est mesuré à l'aide de deux poids qui lui font équilibre, moment auquel il faut ajouter le moment de la torsion d'un fil de fer auquel le calorimètre est suspendu ; l'axe des palettes pénètre dans le calorimètre en traversant une boîte à étoupe soudée au milieu du fond du calorimètre.

Plusieurs corrections sont nécessaires : la principale est relative à la déperdition de chaleur par rayonnement ou convection ; on la mesure par des expériences de comparaison faites avec une faible vitesse de rotation. Le calorimètre est placé dans une enceinte nickelée, maintenue à température constante. Une autre correction

très faible ($\frac{1}{5000}$) est due aux variations périodiques de vitesse pendant chaque tour du moteur et aux trépidations du calorimètre suspendu.

Plusieurs thermomètres à mercure, préalablement comparés au thermomètre à air, ont été employés à la mesure des températures. Ces températures se sont élevées jusqu'à 41° C.; elles sont, dans les résultats des expériences, remplacées par les températures absolues; la réduction est faite à l'aide des expériences de Joule et Thomson.

M. Rowland trouve pour l'équivalent mécanique de la chaleur des nombres variables avec la température. Exemple :

A 5°	il est égal à	.....	429,8
15°	»	.....	427,4
20°	»	.....	426,4
30°	»	.....	425,6
36°	»	.....	425,8

L'auteur considère comme certain que cette diminution ne tient pas à des erreurs d'expérience, mais qu'elle provient d'une diminution de la capacité calorifique de l'eau; cette capacité diminuerait quand la température augmente. Il considère ses résultats comme exacts à moins de $\frac{1}{300}$ entre 15° et 20°.

G. Lippmann.

WILLIAM HUGGINS. — On the spectrum of the flame of hydrogen (Sur le spectre de la flamme de l'hydrogène); *Proceedings of the royal Society*, t. XXX, p. 576; 1880.

La flamme de l'hydrogène brûlant dans l'air est très peu lumineuse, mais elle est riche en radiations ultra-violettes, qu'on peut mettre en évidence par leurs actions chimiques. En prenant la photographie du spectre de cette flamme, l'auteur a obtenu, après une minute et demie d'exposition, une image très nette, composée d'un ensemble de lignes limité du côté le plus réfrangible par une paire de lignes intenses dont les longueurs d'onde sont $\lambda = 3062$ et $\lambda = 3068$, et comprenant du côté le moins réfrangible une ligne peu brillante ($\lambda = 3080$) et une autre beaucoup plus lumineuse ($\lambda = 3090$). Au delà, le spectre se continue par des lignes très déliées, distribuées par paires à peu près équidistantes, parmi les-

quelles on distingue plus nettement les deux lignes qui ont pour longueurs d'onde $\lambda = 3167$ et $\lambda = 3171$; les groupes se continuent jusqu'à $\lambda = 3290$.

L'auteur regarde cet ensemble comme dû à la vapeur d'eau. C'est la seule apparence qu'on observe lorsque le jet d'hydrogène brûle en s'échappant par un ajutage de platine, soit dans l'air, soit dans l'oxygène employé en quantités quelconques.

Lorsque l'ajutage est en bronze, on observe, en même temps que le spectre précédemment décrit, un certain nombre de lignes additionnelles qui sont vraisemblablement dues à la matière de l'ajutage.

Enfin, en substituant à l'hydrogène le gaz d'éclairage que l'on brûle dans un grand excès d'oxygène, on observe toujours le même spectre, auquel viennent s'ajouter les raies 3872 et 3890, voisines de la raie K, et la raie 4310, qui se confond avec la raie G.

D. Gernez.

G.-D. LIVEING et J. DEWAR. — On the spectrum of water (Sur le spectre de l'eau); *Proceed. of the royal Society*, t. XXX, p. 580; 1880.

Les auteurs signalent l'existence d'un spectre limité dans la partie la plus réfrangible par les deux lignes très brillantes dont les longueurs d'onde sont 3062 et 3068, et s'étendant dans la région la moins réfrangible jusqu'aux radiations de longueur d'onde 3210. Il coïncide donc avec le spectre attribué par M. Huggins à la vapeur d'eau.

On l'observe non seulement en brûlant de l'hydrogène ou des hydrocarbures dans l'oxygène, mais aussi, quoique moins nettement, en brûlant des gaz *non hydrogénés*, tels que l'oxyde de carbone ou le cyanogène, à la condition que ces gaz soient *humides*.

Les auteurs concluent de leurs expériences que c'est le spectre de la vapeur d'eau. En faisant usage d'un appareil très simple permettant d'observer la lumière de l'étincelle électrique que l'on fait jaillir dans des mélanges gazeux divers, on constate en effet que le spectre dont il s'agit disparaît lorsqu'on dessèche soigneusement les gaz; il reparaît immédiatement, au contraire, dès qu'on laisse pénétrer de la vapeur d'eau dans l'appareil. D. Gernez.

H.-A. LORENZ. — Ueber die Beziehung zwischen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes und der Körperdichte (Relation entre la vitesse de propagation de la lumière et la densité des corps); *Ann. der Physik und Chemie,* nouvelle série, t. IX, p. 641; 1880.

L'auteur applique la théorie électromagnétique de la lumière, proposée par Maxwell, à la recherche de la relation entre l'indice de réfraction n d'un corps de densité variable et cette densité d. Il admet : 1° que, sauf au voisinage immédiat des molécules matérielles, les propriétés de l'éther contenu dans les corps sont les mêmes que dans le vide; 2° qu'une force électromotrice produit sur chacune des molécules d'un corps isotrope un moment de même direction et proportionnel à son intensité; 3° enfin, que la loi de Coulomb est applicable aux plus petites distances. Il démontre ainsi la relation

$$(1) \qquad \frac{n^2 - 1}{(n^2 + 2)d} = \mathrm{P},$$

où P représente une constante, pour le cas d'un seul corps et

$$(2) \qquad \frac{n^2 - 1}{(n^2 + 2)d} = a_1 \frac{n_1^2 - 1}{(n_1^2 + 2)d_1} + a_2 \frac{n_2^2 - 1}{(n_2^2 + 2)d_2} + \cdots$$

pour un mélange de plusieurs corps contenant les proportions a_1 du premier, a_2 du second, etc. Ces formules, qui ne rendent pas compte de la dispersion, ne sont applicables que pour une longueur d'onde infiniment grande. Il faudra comparer les valeurs de n qu'elles fournissent au premier terme a des formules de Cauchy :

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \cdots.$$

La formule (1) de M. Lorenz représente, avec autant ou plus d'exactitude que les formules connues

$$(3) \qquad \frac{n^2 - 1}{d} = \text{const.},$$

$$(4) \qquad \frac{n - 1}{d} = \text{const.},$$

la variation de l'indice d'un liquide chauffé ou comprimé. Mais on peut aussi l'appliquer aux corps dont l'indice est connu à l'état liquide et à l'état de vapeur. On trouve ainsi

Substance.	Indices à l'état liquide.	Indices à l'état de vapeur observé.	Indices à l'état de vapeur calculé.
Eau	1,3345 (1)	1,000261 (5)	1,000249
Sulfure de carbone	1,6308 (2)	1,00150 (6)	1,00144
Éther	1,3529 (3)	1,00153 (6)	1,00151
Acide sulfureux	1,3384 (4)	1,00665 (6) / 1,00686	1,00605

Pour le soufre solide, on a $n = 2,053$ et pour le phosphore $n = 2,106$, et, d'après M. Le Roux, les indices de ces substances à l'état de vapeur sont respectivement 1,001629 et 1,001364. M. Le Roux a admis pour son calcul que le rapport des indices de deux corps gazeux à la même température et sous la pression atmosphérique est indépendant de la température. M. Lorenz pense qu'on ne peut admettre cette loi que si la densité des corps gazeux par rapport à l'air demeure invariable, ce qui n'a lieu ni pour le soufre ni pour le phosphore. En réduisant les observations de M. Le Roux d'après un calcul qu'il n'indique pas (7), M. Lorenz trouve, pour les valeurs de n corrigées, 1,0036 et 1,0025. Le calcul direct, en partant des densités à l'état solide, donne $n = 1,0032$ et 1,0020.

E. Bouty.

(1) A 4°, d'après M. Wüllner.
(2) A 15°,6, d'après M. Baden Powell.
(3) A 20°, d'après M. Landolt.
(4) D'après M. Ketteler.
(5) D'après M. Jamin.
(6) D'après Dulong.
(7) Sans doute en appliquant la formule (1) au phosphore, au soufre gazeux et à l'air, pour passer d'une température à une autre, mais sans changement d'état.

L. LORENZ. — Ueber die Refractionsconstante (Sur la constante de réfraction); *Ann. der Physik und Chemie,* nouvelle série, t. XI, p. 70; 1880.

K. PRYTZ. — Experimentelle Untersuchungen über die Refractionsconstante (Recherches expérimentales sur la constante de réfraction); *ibid.,* t. XI, p. 104; 1880.

Le point de départ de la théorie de la réfraction de M. Lorenz peut être considéré comme une interprétation de l'hypothèse de Fresnel sur l'entraînement partiel de l'éther. Lorsque la densité d'un corps varie, par exemple par variation de température ou changement d'état, la distribution de l'éther condensé autour de chaque molécule du corps ne change pas, et quant à l'espace intermoléculaire, il contient dans tous les cas de l'éther dont la densité est égale à celle qu'il possède dans le vide. Si l'on désigne par a la constante de la formule de dispersion de Cauchy, l'auteur arrive à trouver que l'on doit avoir dans cette hypothèse la relation

$$\frac{a^2-1}{a^2+1}v = P,$$

v étant le volume de l'unité de masse du corps, P une constante qu'il appelle la *constante de réfraction.*

De nombreuses mesures ont été faites par MM. Lorenz et Prytz sur un grand nombre de gaz, vapeurs à 100° et liquides correspondants, moins pour vérifier la loi énoncée que pour déterminer pour chaque corps les valeurs des quantités P_{Na}, P_{Li}, définies par les relations

$$P_{Na} = \frac{n_{Na}^2-1}{n_{Na}^2+2}v, \quad P_{Li} = \frac{n_{Li}^2-1}{n_{Li}^2+2}v,$$

n_{Na}, n_{Li} représentant les indices de la substance par rapport à la lumière homogène de l'alcool salé et à la bande rouge du lithium.

La méthode expérimentale suivie, soit dans le cas des vapeurs, soit dans celui de l'eau entre 0° et 30°, n'est autre que la méthode interférentielle des lames épaisses de M. Jamin. Sans entrer dans le détail soit des expériences, soit des résultats obtenus, j'indiquerai parmi ces derniers ceux qui présentent un intérêt particulier.

Dans le cas de l'eau liquide, entre 0° et 30°, M. Jamin avait annoncé que, malgré l'existence d'un maximum de densité, l'indice de réfraction variait toujours dans le même sens pour des températures croissant à partir de 0°. Lorenz trouve pour les indices mesurés un résultat tout à fait analogue; mais, par contre, si l'on calcule les valeurs de la constante *a* pour les diverses températures, on constate qu'elle passe par une valeur maximum à 4°.

Pour les divers gaz étudiés, les valeurs des indices concordent bien avec celles trouvées par Biot et Arago, Dulong et M. Mascart. L'air atmosphérique fait exception : toutes les mesures ont conduit pour ce gaz à des valeurs des indices sensiblement plus faibles. La dispersion de l'azote est d'après M. Lorenz moindre que celle de l'air. M. Mascart trouve un résultat contraire. Du reste, les indices de l'azote ont été calculés par M. Lorenz au moyen des nombres obtenus pour l'air et pour l'oxygène.

J. Macé de Lépinay.

AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE AND ARTS.

1er semestre. — Volume XIX. — Année 1880.

WALTER-N. HILL. — Électrodynamomètre pour la mesure des courants intenses, p. 10.

Cet électrodynamomètre se compose de deux grandes bobines fixes, verticales et parallèles, faites d'un ruban de cuivre de $0^m,037$ de large et de $1^{mm},5$ d'épaisseur. Entre elles est suspendue par un fil de soie à coudre la bobine mobile, constituée par un ruban de cuivre de même épaisseur que le précédent et large de $0^m,049$. Au lieu de mesurer la déviation éprouvée par cette dernière bobine quand un courant traverse l'appareil, on mesure la force nécessaire pour la ramener à sa position d'équilibre. Dans ce but, deux fils horizontaux qui passent sur des poulies parfaitement travaillées et très libres s'attachent d'une part aux deux côtés opposés de la bobine et portent de l'autre un plateau. On ramène l'aiguille dans sa position initiale en chargeant l'un ou l'autre de ces plateaux de poids convenables.

Si l'on appelle I l'intensité du courant en webers, p le poids employé en milligrammes, l la longueur du bras de levier au bout duquel agit ce poids, G la constante des grandes bobines, g la constante des petites bobines, C la constante de l'instrument, on a

$$I^2 = \frac{lp}{CGg}.$$

Toutes les bobines ayant de grandes dimensions, G et g sont connues *a priori*. Quant à C, on en détermine la valeur en comparant une fois pour toutes l'instrument avec un autre qui ait été gradué en valeur absolue.

p étant proportionnel à I^2, l'instrument sera d'autant plus exact que les courants seront plus intenses; il convient donc spécialement pour les courants très puissants. Il commence à donner de bons résultats avec des courants de 20 webers et a été employé par l'auteur jusqu'à 80 webers. Son fonctionnement était parfaitement régulier.

On trouvera dans le Mémoire original la description détaillée, avec figures, ainsi que l'indication des précautions qu'il convient de prendre contre l'échauffement des pièces qui établissent les contacts.

WALLACE GOOLD LEVISON. — Phénomènes électrolytiques, p. 29.

L'auteur a employé dès 1866 une pile électrique composée d'amalgame de sodium à 10 pour 100 et d'eau acidulée dans laquelle plonge un vase poreux, suspendu au-dessus de l'amalgame et contenant de l'acide azotique et une lame de platine. Quand on associe plusieurs de ces éléments et qu'on ouvre ou ferme le circuit, le mercure est soumis à des mouvements curieux : il se soulève au centre du bocal, sous le vase poreux, tant que le courant passe, et retombe lors de l'ouverture. Quand le circuit est ouvert, de petites bulles d'hydrogène se dégagent sur toute la surface de l'amalgame, quand le circuit est fermé, elles se dirigent de toutes parts vers le centre où elles se réunissent pour former de grosses bulles qui finissent par s'échapper.

L'auteur signale ensuite les changements de dimension qu'éprouve



un globule de mercure placé dans l'eau acidulée et communiquant avec le pôle négatif d'une pile, quand on ouvre ou qu'on ferme le circuit. Ces changements de forme sont déjà connus, du reste.

Quand on fait communiquer les deux pôles avec deux globules de mercure plongés dans l'eau acidulée, ils s'attirent d'abord; puis, quand on renverse le courant, ils commencent par se repousser, s'attirent ensuite et s'étendent l'un vers l'autre. Si l'on prend un tube en U contenant du mercure et de l'eau acidulée et que l'on plonge les pôles d'une pile dans chacun des liquides, le mercure communiquant avec le pôle négatif se soulève vers le fil positif; il se déprime, au contraire, si l'on renverse le courant. L'effet se produit même dans des tubes qui ont plus de $0^{m},01$ de diamètre.

Si l'on pratique dans le fond du vase à eau acidulée cinq petites cavités contenant chacune un globule de mercure, et qu'on fasse communiquer les deux globules extrêmes avec les pôles d'une pile, tous les globules s'allongent en amande, et d'un seul côté; le globule qui communique avec le pôle positif s'allonge vers le pôle négatif, tandis que tous les autres globules s'allongent vers le pôle positif. Si l'on fait communiquer avec les pôles les globules intermédiaires 2 et 4, les globules 1 et 5, bien qu'en dehors du circuit, s'allongent aussi respectivement, 1 vers 2 et 5 vers 4; quant aux autres globules, le sens de leur allongement est le même que dans le cas précédent. Ces expériences peuvent être aisément projetées.

Ces phénomènes ne sont pas particuliers au mercure et aux amalgames, car on les obtient avec de l'alliage fusible dans du sulfate de soude ou de l'eau acidulée que l'on chauffe, ou bien encore avec du plomb placé dans du chlorure de sodium en fusion.

Si l'on remplace au pôle négatif le mercure pur par de l'amalgame de sodium dans les premières expériences avec un seul globule, la goutte est repoussée dès l'abord, au lieu d'être attirée.

Deux électrodes de platine librement suspendues très près l'une de l'autre dans l'acide sulfurique étendu s'attirent quand on fait passer le courant; après être venues en contact, elles se séparent en donnant une étincelle, puis s'attirent de nouveau, et ainsi de suite.

L'auteur cite encore quelques autres expériences du même

genre. Bien que ne pouvant encore toutes les expliquer, il croit qu'elles auront une grande importance pour faire comprendre le mode de transmission des courants électriques et appelle sur ce sujet les recherches des physiciens.

E.-L. NICHOLS. — Mesure optique des hautes températures, p. 42.

L'auteur discute d'abord les procédés proposés par M. Crova pour mesurer la température des corps incandescents d'après la nature de leur spectre. Ces procédés sont au nombre de trois : 1° au moyen de la longueur d'onde de la radiation qui limite le spectre vers le violet; 2° par la position du maximum calorifique du spectre, qui se rapproche d'autant plus du violet que la température d'émission est plus haute; 3° en comparant dans la source étudiée et une source à température connue le rapport des intensités de deux radiations déterminées.

D'après M. Nichols, les deux premiers procédés ne seraient pas applicables : le premier, parce qu'il n'existe pas en réalité de limite du spectre du côté du violet, cette limite variant incessamment avec l'état de l'œil de l'observateur; quant au second procédé, la position du maximum calorifique dans le spectre dépendrait, d'après l'auteur et M. Jacques, beaucoup plutôt de la nature du corps lumineux que de sa température.

Reste le dernier procédé, qui est seul convenable, mais qui exige une étude des lois que suivent les variations des pouvoirs émissif et absorbant avec la température. M. Nichols a entrepris cette étude et est arrivé à reconnaître qu'à la température de 1650° le platine a un pouvoir absorbant pour le spectre visible beaucoup plus grand qu'aux basses températures. Dans un Mémoire précédent, l'auteur a déjà donné l'effet de la température sur les radiations émises par le platine. Il espère donner bientôt l'effet de la température sur les rayons émis par un corps idéal parfaitement noir et enfin une comparaison de températures centigrades, exprimées au moyen du thermomètre à air, avec les températures du thermomètre à platine.

WILLIAM-A. ROGERS. — Premiers résultats obtenus avec une nouvelle machine à tracer les réseaux, p. 54.

L'auteur décrit une nouvelle machine à diviser qui vient d'être construite sur ses indications pour tracer les réseaux. La tête de la vis, au lieu d'être arrêtée par des butoirs fixes, est entraînée par un électro-aimant mobile entre deux arrêts et fixée par un autre électro-aimant pendant la marche du tracelet. Enfin la machine est divisée de telle sorte que non seulement on puisse corriger toutes les erreurs, mais qu'on puisse en laisser subsister une seule, à volonté, pour étudier son influence sur les réseaux.

Pour étudier cette machine on a commencé par graver sur verre deux réseaux au $\frac{1}{40}$ de millimètre seulement, mais sur une largeur de $0^m,10$; ces deux réseaux, superposés par leurs parties semblables et regardés sous un grossissement de 300, ont coïncidé rigoureusement. En retournant l'un des réseaux, la coïncidence a persisté sur une étendue de $0^m,05$; à partir de ce point il y avait une différence brusque de $0^{mm},003$ environ, tenant à ce que le travail des réseaux avait été interrompu à cet endroit pendant la nuit.

M. W.-A. Rogers espère pouvoir bientôt faire avec cette machine des réseaux qui n'auront pas de défauts susceptibles d'être mesurés.

W. HARKNESS. — Correction des lunettes achromatiques, p. 109.

L'auteur réfute les objections présentées à un de ses Mémoires précédents par M. Chas. S. Hastings et montre que toutes ses conclusions antérieures étaient exactes.

O.-N. ROOD. — Méthode pour étudier la réflexion des ondes sonores, p. 133.

On peut obtenir la réflexion des ondes sonores en interposant sur leur trajet un disque composé de secteurs découpés et de secteurs pleins, et tournant autour de son centre, dans son propre plan. L'auteur a vérifié ainsi les lois suivantes :

1° Sous l'incidence normale, les ondes sonores courtes sont réfléchies en plus grande proportion que les longues, et la réflexion

régulière par de grandes surfaces est plus grande que par de petites.

2° Quand des ondes sonores tombent sous un angle aigu sur de petites surfaces planes, la réflexion est la plus abondante dans la même direction que pour la réflexion de la lumière; mais on peut retrouver dans toute une demi-circonférence la présence de rayons réfléchis et infléchis.

3° On peut effectuer aisément des comparaisons qualitatives entre les pouvoirs réflecteurs pour le son de différentes substances.

4° Si un son complexe tombe sur le disque tournant, les ondes les plus courtes sont réfléchies en plus grande proportion que les autres composantes.

5° On peut montrer aisément la réflexion du son par de très petites surfaces.

O.-N. ROOD. — Sur l'emploi fait par Newton du mot *indigo*, et ses rapports avec une couleur du spectre, p. 135.

L'auteur étudie comparativement la couleur de la matière colorante connue sous le nom d'*indigo* et celle de la partie du spectre que, depuis Newton, on désigne de ce nom. Voici les conclusions de ce travail :

1° La couleur de l'indigo naturel est en réalité un bleu grisâtre quand on emploie l'indigo comme pigment ou en solution.

2° La couleur des morceaux d'indigo sec est non seulement très foncée, mais variable selon les procédés qu'on emploie pour l'estimer.

En résumé, il serait désirable que le terme *indigo* tombât en désuétude pour désigner une couleur du spectre et qu'on lui substituât le mot *outremer*, étant entendu que l'on prend comme terme de comparaison la couleur du bleu d'outremer artificiel.

F.-E. NIPHER. — La lumière électrique, p. 141.

Dans le numéro de janvier 1879 du *Philosophical Magazine*, M. Preece annonce que la quantité de chaleur dégagée dans chacune des lampes électriques contenues dans un même circuit varie en raison inverse du carré du nombre des lampes.

Cela est exact dans les cas qu'il considère. Mais prenons n lampes disposées dans n' circuits parallèles contenant chacun n'' lampes. La quantité de chaleur dégagée dans toutes ces lampes est

$$Q = \frac{E^2 \frac{n''}{n'} l}{\left(\rho + r + \frac{n''}{n'} l\right)^2},$$

où ρ représente la résistance de la pile, r celle des fils de jonction et l celle d'une lampe.

Sous cette forme on voit que Q peut toujours passer par un maximum, quelle que soit la valeur de n; il suffit de poser

$$\rho + r = \frac{n''}{n'} l,$$

ce qui donne

$$Q_1 = \frac{E^2}{4(\rho + r)}.$$

La quantité totale de chaleur dégagée dans les n lampes est alors indépendante du nombre des lampes, et la quantité de chaleur dans chaque lampe varie simplement en raison inverse de leur nombre.

J.-E. HILGARD. — **Carte de la déclinaison magnétique dans les États-Unis, p. 173.**

Cette Carte est tracée de degré en degré, d'après les observations effectuées dans plus de deux cents stations et ramenées à l'année 1875. La déclinaison varie aux États-Unis de 18° O. (frontière du Nouveau-Brunswick) à 23° E. (frontière de la Colombie britannique). La ligne sans déclinaison passe sensiblement par les villes de Wilmington, Wytheville, Détroit, Saginaw, et par le détroit qui fait communiquer les lacs Michigan et Huron.

N.-D.-C. HODGES. — **Chemin moyen parcouru librement par une molécule, p. 222.**

En s'appuyant sur la théorie des phénomènes capillaires et sur les variations de force élastique qui se produisent dans une vapeur selon le rayon de courbure de la surface du liquide en con-

tact (loi de sir William Thomson), M. D.-C. Hodges calcule le chemin moyen que doit parcourir une molécule qui quitte la surface de séparation de l'eau et de sa vapeur à 20° avant de rencontrer une autre molécule : il trouve ainsi $0^{mm},0000024$.

J.-N. LOCKYER. — Nouvelle méthode d'observations spectrales, p. 303.

Cette Note n'est qu'un Chapitre détaché d'un *Rapport sur les méthodes employées pour étudier les spectres lumineux,* Rapport que M. Lockyer prépare pour la Société royale. On l'analysera en même temps que le reste du travail.

H. CARMICHAEL. — Représentation des vibrations sonores au moyen de la rotation d'une lampe, p. 312.

L'auteur décrit une disposition expérimentale qui permet de faire tourner rapidement dans un plan vertical et à l'extrémité d'un long bras une flamme de gaz reliée à une capsule de König. On peut se passer ainsi de miroir tournant pour analyser les flammes sensibles, et les expériences que l'on répète au moyen de ces flammes deviennent visibles à tout un amphithéâtre.

H.-A. ROWLAND et G.-F. BARKER. — Sur la valeur pratique de la lampe électrique d'Edison, p. 337.

On se rappelle tout le bruit qui a été fait des deux côtés de l'Océan autour de la lampe d'Edison, sans toutefois que les expériences tentées jusqu'ici aient paru conduire à des conclusions bien favorables, au moins en Europe. Toutefois MM. Rowland et Barker, après avoir étudié le fonctionnement de ces lampes, se déclarent satisfaits. Ils ont étudié leur manière de se comporter en mesurant à la fois la lumière qu'elles donnent et la quantité de chaleur qui s'y dégage.

Les expériences tentées successivement sur quatre lampes ont donné, pour une dépense de 1 cheval-vapeur, une intensité qui a varié de 11 à 21 becs Carcel, suivant la lampe.

Bien que les auteurs se déclarent satisfaits de ce rendement, il semblera peut-être bien faible, comparé à celui des autres lampes électriques : la bougie Jablochkoff donne en effet environ 38 becs

Carcel par cheval-vapeur, et avec l'arc électrique et les régulateurs on atteint aisément 120 ou 130 becs Carcel. De plus, la question de prix de revient et de durée de la lampe Edison a été complètement laissée de côté dans ces expériences.

C.-A. YOUNG. — **Sur l'achromatisme de quelques objectifs, p. 454.**

L'auteur se borne à donner les dimensions exactes de quelques-uns des objectifs qu'il a employés, ainsi que leur valeur au point de vue de l'achromatisme. Ces nombres présentent un réel intérêt pour toutes les personnes qui ont à discuter la construction d'un objectif.

C.-F. BRACKETT et C.-A. YOUNG. — **Expériences sur le dynamomètre, la machine dynamo-électrique et la lampe de M. Edison, p. 475.**

Le dynamomètre de M. Edison a paru plus exact que le modèle ordinairement employé du frein de Prony.

La machine dynamo-électrique a donné un rendement moyen de 78 pour 100, évalué soit par l'électrolyse d'une dissolution de sulfate de cuivre, soit par la chaleur dégagée dans le circuit extérieur.

Quant à la lampe, les auteurs ont trouvé une quantité de lumière qui équivaut, par cheval-vapeur, à 19 becs Carcel.

CAREY-LEA. — **Substances qui possèdent la propriété de développer les images photographiques latentes, p. 480.**

La plupart des sels de fer peuvent être employés pour développer les images : tels sont les phosphate, borate, sulfite et hyposulfite, que l'on emploie en dissolution dans l'oxalate d'ammoniaque ou de potasse. Quelques-uns de ces sels développent plus énergiquement même que l'oxalate de fer et pourront entrer avantageusement dans la pratique courante de la Photographie.

Il y a toutefois de curieuses anomalies à signaler : le formiate de fer ne développe que très faiblement, et, tandis que le phosphate et le métaphosphate de fer sont très actifs, le pyrophosphate ne possède en aucune façon cette propriété. Les sels de fer les plus

actifs sont le phosphate, dissous dans de l'oxalate neutre d'ammoniaque, et les borate, sulfite et oxalate, en dissolution dans l'oxalate neutre de potassium. A. ANGOT.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXI. — Décembre 1880.

E. WIEDEMANN. — *Recherches sur les effets calorifiques et lumineux produits dans les gaz, sous l'influence des décharges électriques*, p. 433.

A. BRÉGUET. — *Les récepteurs photophoniques de sélénium*, p. 560.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XI. — Janvier 1881.

E. LECHER et J. PERNTER. — *Absorption des rayons calorifiques obscurs par les gaz et les vapeurs*, p. 1.

TH. CARNELLEY. — *Relation entre les points de fusion des éléments et de leurs composés binaires solides et les chaleurs de formation de ces derniers*, p. 28.

O.-J. LODGE. — *Sur l'action à distance*, p. 36.

S. TOLVER PRESTON. — *Sur l'action à distance*, p. 38.

W.-E. AYRTON et J. PERRY. — *Note sur les Mémoires du professeur Exner relatifs à l'électricité de contact*, p. 43.

J.-H. GLADSTONE. — *Réfraction et dispersion spécifiques des corps isomères*, p. 54.

BOHUSLAY BRAUNER. — *Volumes spécifiques des oxydes*, p. 61.

Février 1881.

G. KIRCHHOFF. — *Sur la mesure des conductibilités électriques*, p. 81.

CH.-S. HASTINGS. — *Théorie de la constitution du Soleil, fondée sur les observations spectroscopiques*, p. 91.

G.-F. FITZERALD. — *Sur le Mémoire du professeur Osborne Reynolds* Sur certaines propriétés de la matière à l'état gazeux, p. 103.

P. GLAN. — *Spectroscope pour télescopes*, p. 110.

E.-L. NICHOLS. — *Coefficient de dilatation des solutions gazeuses*, p. 113.

K. DORNALIP. — *Décharges alternatives dans le vide*, p. 121.

W.-R. BROWNE. — *Sur l'action à distance*, p. 129.

A. OBERBECK. — *Frottement à la surface libre des liquides*, p. 132.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome XI. — N° 12. — Année 1880.

A. Wüllner et O. Grotrian. — *Densité et force élastique des vapeurs saturées*, p. 545.

R. Clausius. — *Emploi du potentiel électrodynamique pour l'évaluation des forces électromotrices et pondéromotrices*, p. 604.

A. Oberbeck. — *Frottement à la surface libre des liquides*, p. 634.

F. Kohlrausch. — *Méthodes et instruments simples pour la mesure des résistances et en particulier de celle des électrolytes*, p. 653.

H. Herwig. — *Influence de la température sur les phénomènes de la charge d'une cellule à liquide fonctionnant comme condensateur*, p. 661.

O. Lehmann. — *Divers modes de décharge électrique dans les gaz*, p. 686.

W. Holtz. — *Décharge électrique dans les isolants liquides*, p. 704.

W. Holtz. — *Figures électriques à la surface des liquides*, p. 716.

W. Holtz. — *Accroissement du danger de la foudre; ses causes probables*, p. 719.

O. Maschke. — *Méthode microprismatique pour la séparation des corps solides*, p. 722.

A. Winkelmann. — *Réponse à M. F. Weber*, p. 734.

N° 13 (Supplémentaire).

H. Helmholtz. — *Sur les courants dus au mouvement du platine polarisé*, p. 737.

A. Witkowski. — *Sur les courants de polarisation*, p. 759.

W.-C. Röntgen. — *Changements de forme et de volume des diélectriques produits par la chaleur*, p. 771.

W. von Bezold. — *Sur les figures de Lichtemberg et les soupapes électriques*, p. 787.

Fr. Fuchs. — *Sur la force électromotrice de quelques éléments cuivre-zinc*, p. 795.

G. Kirchhoff. — *Sur la mesure des conductibilités électriques*, p. 801.

F. Himstedt. — *Recherches sur l'induction dans les conducteurs*, p. 812.

E. Goldstein. — *Décharge électrique dans les gaz raréfiés*, p. 832.

R. Kœnig. — *Production d'harmoniques par les vibrations d'un son fondamental*, p. 857.

O. Hesse. — *Recherches sur la loi de la dispersion*, p. 871.

S. Lamansky. — *Sur la fluorescence*, p. 908.

L. Graetz. — *Sur la loi du rayonnement calorifique et le pouvoir émissif absolu du verre*, p. 913.

V. Strouhal et C. Barus. — *Sur le recuit de l'acier et la mesure de son degré de trempe*, p. 930.

A. **Ritter.** — *Recherches sur la hauteur de l'atmosphère et la constitution des astres gazeux*, p. 978.

H. **Schröder.** — *Recherches sur la constitution volumétrique des composés liquides*, p. 997.

K. **Zöppritz.** — *Oscillations du niveau de la mer produites par des changements géologiques*, p. 1016.

F. **Exner.** — *Théorie de l'expérience fondamentale de Volta*, p. 1034.

F. **Exner.** — *Théorie de l'élément galvanique*, p. 1036.

A. **Oberbeck.** — *Remarques sur la chaleur transportée par un liquide dont les diverses parties sont à des températures différentes*, p. 1038.

J. **Borgmann.** — *Remarques sur le travail de M. le Dr Siemens, sur la variation de la conductibilité électrique du charbon avec la température*, p. 1041.

A. **von Ettingshausen.** — *Remarque sur le Mémoire ayant pour objet la mesure absolue de la vitesse de l'électricité au moyen du phénomène de Hall*, p. 1044.

Tome XII. — N° 1. — Année 1881.

L. **Sohncke** et A. **Wangerin.** — *Nouvelles recherches sur les anneaux de Newton*, p. 1.

O. **Schumann.** — *Sur les tensions de vapeur des éthers homologues*, p. 40.

W. **Beetz.** — *Sur l'élasticité et la conductibilité électrique des charbons*, p. 65.

J.-L. **Hoorweg.** — *Théorie thermique du courant électrique*, p. 75.

E. **Goldstein.** — *Sur les phénomènes lumineux produits dans les gaz par les décharges électriques*, p. 90.

O. **Lohse.** — *Incandescence des électrodes métalliques dans une atmosphère d'hydrogène sous diverses pressions*, p. 109.

H. **Lorberg.** — *Remarques sur le Mémoire de Riecke* Sur les lois élémentaires des actions électriques, p. 115.

G. **Fröhlich.** — *La loi de Clausius et le mouvement de la Terre dans l'espace*, p. 121.

H.-A. **Lorentz.** — *Emploi de la loi du viriel dans la théorie cinétique des gaz*, p. 127.

D.-J. **Korteweg.** — *Influence de la dilatation des molécules sur la pression des gaz*, p. 136.

W. **Hallock.** — *Vitesse de la lumière dans le quartz suivant diverses directions*, p. 147.

E. **Edlund.** — *Réponse aux remarques de M. Dorn, sur l'emploi du dépolarisateur dans les mesures relatives à la polarisation électrique*, p. 149.

W.-C. **Röntgen.** — *Sons produits par l'illumination intermittente d'un gaz*, p. 155.

O. **Tumlirz.** — *Diffraction par le bord d'un écran*, p. 159.

DU PARTAGE DES COURANTS INSTANTANÉS;

PAR M. M. BRILLOUIN.

[SUITE (1)].

II. — CAS OU LE PARTAGE N'OBÉIT PAS AUX LOIS D'OHM.

Toutes les fois que l'énergie totale de l'unité de courant dans un ou plusieurs des fils du groupe prend à la fin de la période une valeur différente de celle du début, le partage des quantités d'électricité n'obéit plus aux lois d'Ohm.

C'est ce qui résulte immédiatement des équations générales, les termes

$$\mathbf{S}(2w_1 i_1 + \Sigma w_{1h} i_h + \Sigma W_{1n} I_n + N)_0^t$$

ne se réduisant plus à zéro pour tout circuit fermé du groupe que l'on étudie.

Cela peut arriver par suite du déplacement d'un aimant pendant la période variable (variation de N), par exemple avec des galvanomètres dont la durée d'oscillation n'est pas très grande, comme dans les expériences citées dans le dernier article. Mais c'est là un cas sur lequel je ne veux pas insister aujourd'hui; je m'occuperai uniquement des méthodes destinées à mesurer les courants induits ou simplement à montrer leur existence, méthodes qui toutes se rapportent nécessairement à ce deuxième cas. Dans toutes les dispositions expérimentales que je vais décrire, on fait en sorte que les positions initiale et finale d'équilibre naturel de l'aiguille du galvanomètre soient identiques. La quantité mesurée par son impulsion a alors un sens simple et précis. Ainsi je laisserai de côté la disposition par laquelle Faraday a mis en évidence l'extra-courant de rupture, qui ne satisfait à cette condition qu'au moyen d'un obstacle qui arrête les déviations de l'aiguille d'un côté.

On peut voir de suite quelles conditions doivent être satisfaites

---

(1) Voir *Journal de Physique*, t. X, p. 24.



par la disposition expérimentale pour que les quantités à mesurer agissent effectivement et agissent seules. Considérons, pour un fil qui contient une des bobines, le terme

$$(2w_1 i_1 + \Sigma w_{1h} i_h + \Sigma W_{1n} I_n)_0^t.$$

1° *Pour que le potentiel invariable d'une bobine sur elle-même entre dans les équations, il faut que l'intensité change de valeur dans le fil qui la contient.*

2° *Pour que la quantité totale d'électricité induite dans un fil soit indépendante du potentiel du fil sur lui-même, il faut que le courant ait dans ce fil même valeur initiale et finale.*

3° *Pour que le terme qui dépend du potentiel mutuel existe, il faut : que le courant change de valeur dans la seconde bobine si les deux bobines restent immobiles; ou, si le courant conserve même valeur initiale et finale dans les deux bobines, que leur potentiel mutuel varie.*

Ce sont ces conditions qui doivent servir de guide dans la recherche des méthodes de mesure.

On supposera toujours les bobines assez éloignées du galvanomètre pour n'avoir ni action magnétique sur l'aiguille, ni action inductrice directe. Il en sera de même des diverses bobines entre elles, sauf pour la mesure de leur potentiel mutuel.

1. Mesures absolues.

Changement d'énergie par changement de W, *sans changement d'intensité. — Méthode de Kirchhoff pour la mesure d'une résistance absolue.*

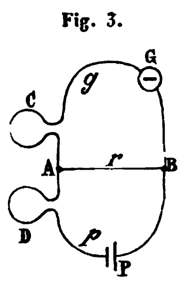
Dans la figure qui indique la disposition expérimentale, C et D sont deux bobines dont on connaît le potentiel mutuel dans deux positions relatives déterminées. Amenons brusquement la bobine C d'une position où son potentiel par rapport à D est W_1 à une autre où il est W_2. Les courants induits dans ces conditions ne dépendront que du changement $W_2 - W_1$ des potentiels mutuels et seront indépendants des potentiels sur elles-mêmes de toutes les parties du circuit, d'après les remarques précédentes.

Si le fil AB n'existait pas, c'est-à-dire si la résistance était in-

finie, il est évident que, les courants induits dans les deux bobines C, D étant égaux et de sens contraires, l'impulsion du galvanomètre serait nulle.

Désignons par p, r, g les résistances des fils ADPB, AB, ACGB,

Fig. 3.



par i l'intensité du courant permanent qui traverse le galvanomètre, et q la quantité d'électricité que le déplacement relatif des deux bobines y fait passer en surplus du courant i. On trouve facilement, au moyen des équations du courant permanent et du courant instantané,

$$\frac{q}{i} = -\frac{W_2 - W_1}{r}\,\frac{(g+r)(p+r)+r^2}{(g+r)(p+r)-r^2},$$

équation qui, lorsque p et g sont très grands par rapport à r, se réduit à

$$\frac{q}{i} = -\frac{W_2 - W_1}{r}.$$

C'est ce qui arrive toujours en pratique, p et g comprenant les deux bobines. Il y a d'ailleurs tout avantage à prendre r très petit, pourvu qu'on le connaisse avec précision, puisque d'une part on simplifie l'équation, de l'autre on augmente le rapport $\frac{q}{i}$, ce qui est utile, la lecture de l'impulsion comportant nécessairement moins de précision que celle de la déviation permanente.

Changement d'intensité. — Potentiel d'une bobine sur elle-même. — Méthode d'Edlund. — Emploi du galvanomètre différentiel.

Supposons que le galvanomètre mesure en valeur absolue $ai - bI$, et réglons l'état permanent de façon que la déviation de l'aiguille

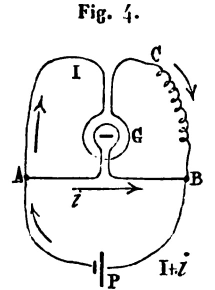
soit nulle, ce qui donne

$$\frac{r}{a} = \frac{R}{b} = \rho,$$

en désignant par r la résistance totale du fil ACB et par g celle de AGB.

Désignons par $2W$ le potentiel de la bobine C sur elle-même, par $2w_1$, $2w_2$ et w_{12} les potentiels sur elles-mêmes et entre elles

Fig. 4.



des deux bobines du galvanomètre, et par Q, q les quantités d'électricité qui traversent ces deux fils à l'ouverture ou à la fermeture du fil APB. On a

$$rq \pm 2w_1 i \pm w_{12} I = RQ \pm 2(w_2 + W)I \pm w_{12} i;$$

les signes + se rapportent à l'ouverture et les signes — à la fermeture du fil APB.

On a de plus

$$Q + q = 0$$

à l'ouverture, le fil APB étant alors retiré du circuit, tandis qu'à la fermeture, l'équation qu'il faut ajouter est celle du circuit AGBP, où le fil APB est parcouru par $Q + q$ pendant la période variable. Quoi qu'il en soit, le galvanomètre mesure par son impulsion $(aq - bQ)$ et l'équation du circuit ACBG suffit; elle donne

$$rq - RQ = \rho(aq - bQ) = \pm 2WI \pm (2w_2 - w_{12})I \pm (w_{12} - 2w_1)i$$

ou, à cause de la relation entre i et I,

$$\rho(aq - bQ) = \pm I\left[2W + 2w_2 - w_{12} + (w_{12} - 2w_1)\frac{r}{g}\right].$$

Il résulte de là que, malgré la différence apparente des circonstances à la fermeture et à l'ouverture du circuit APB, les impulsions de l'aiguille sont dans les deux cas égales et de signes contraires. On refait l'expérience en remplaçant la bobine C par une autre de même résistance, mais dont le fil, replié sur lui-même, ait un W nul; l'impulsion lui donnera exactement le terme de correction $\left[2w_2 - w_{12} + (w_{12} - 2w_1)\frac{r}{g}\right]$, qui est toujours très faible.

Renversons au moyen d'un commutateur un des deux courants I, *i* dans le galvanomètre. La déviation permanente mesure

$$ai + bI = 2bI,$$

à cause de la relation entre *i* et I, ce qui donne enfin

$$\frac{aq - bQ}{2bI} = \pm\frac{1}{2R}\left[2W + 2w_2 + w_{12} + (w_{12} - 2w_1)\frac{r}{g}\right].$$

Ces deux méthodes de Kirchhoff et d'Edlund comportent la mesure absolue du rapport d'un courant instantané à un courant constant au moyen du même galvanomètre. Si c'est un instrument de tangentes, il suffit de connaître la durée d'oscillation T de l'aiguille sous l'influence de la Terre seule, et il est inutile de connaître la constante du galvanomètre.

Appelant δ la déviation permanente, θ l'angle d'impulsion corrigé de l'amortissement, on sait que l'on a, pour le galvanomètre simple,

$$\frac{q}{I} = \frac{T}{2\pi}\frac{\theta}{\delta},$$

et pour le galvanomètre différentiel, employé comme j'ai dit,

$$\frac{aq - bQ}{2bI} = \frac{T}{2\pi}\frac{\theta}{\delta}.$$

Ces deux méthodes permettent donc la détermination absolue du potentiel mutuel de deux bobines, ou du potentiel d'une seule bobine sur elle-même, quand les résistances sont connues en valeur absolue, en ohms par exemple.

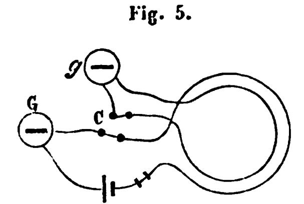
Toutefois, la méthode d'Edlund a l'inconvénient d'exiger un galvanomètre différentiel précis et des corrections. Celle de Kirchhoff

donne au courant variable toute la durée du déplacement, ce qui peut souvent suffire pour altérer la mesure du courant instantané; les impulsions n'y sont pas lues à partir du zéro. Voici la méthode que je me propose d'employer.

Les circuits inducteur et induit sont complètement distincts et contiennent chacun un galvanomètre de sensibilité convenable.

Le galvanomètre g est toujours au zéro, que le courant principal

Fig. 5.



soit ouvert ou fermé. Au moment de l'ouverture ou de la fermeture, il subit une impulsion θ due à la quantité d'électricité $\pm \frac{Wi}{R}$, R étant la résistance totale du circuit induit et W le potentiel mutuel des deux circuits. L'intensité i du courant permanent inducteur produit une déviation Δ dans le galvanomètre G.

Au moyen du commutateur C on met bout à bout les deux circuits; on met un shunt de pouvoir multiplicateur m sur le galvanomètre g, dont la sensibilité est la plus grande, et l'on mesure les déviations produites par un même courant permanent quelconque dans les deux galvanomètres Δ_1 et δ_1. Soit T la durée d'oscillation du galvanomètre g; on a

$$\pm \frac{W}{R} = \frac{q}{i} = \frac{T}{2\pi} \frac{\Delta_1}{m\delta_1} \frac{\theta}{\Delta}.$$

Si l'on n'a qu'un seul galvanomètre à sa disposition, on mesurera successivement le courant induit et le courant inducteur.

Le galvanomètre est employé directement dans le circuit induit; mais, dans le circuit inducteur, un shunt de pouvoir multiplicateur m est nécessaire. Alors, ce shunt restant à demeure dans le circuit inducteur, on peut placer à côté de lui, en dérivation, soit le galvanomètre g pour la mesure du courant inducteur, soit une résistance égale pour la mesure du courant induit, et le résultat de

l'expérience est donné par l'équation

$$\pm\frac{W}{R}=\frac{q}{i}=\frac{T}{2\pi}\frac{\theta}{m\delta}.$$

2. Comparaison de deux bobines.

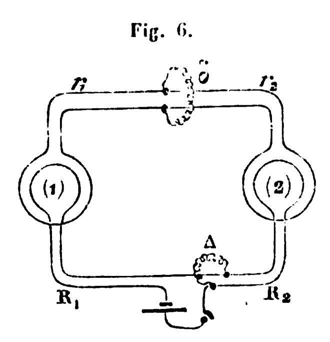
Dans les méthodes qui suivent, on amène le galvanomètre au zéro pour l'état permanent au moyen d'un premier réglage. Il faut ensuite faire en sorte que, au moment de l'ouverture ou de la fermeture des circuits, il ne se produise aucune impulsion. Alors le rapport des potentiels électrodynamiques que l'on veut mesurer s'exprime au moyen du rapport de certaines résistances du circuit. Ces méthodes sont donc indépendantes de l'unité absolue de résistance et, comme la méthode du pont de Wheatstone pour la comparaison des résistances, indépendantes des variations de la force électromotrice des piles. L'intensité n'a d'influence que sur la sensibilité.

Comparaison des potentiels mutuels de deux groupes de bobines.

Le courant d'une pile traverse successivement les deux bobines inductrices. Une dérivation peut être établie sur l'une d'elles.

Les deux bobines induites sont réunies en un circuit, et une dérivation est établie sur l'une d'elles.

Fig. 6.



1° Les deux bobines induites sont réunies de façon que la dérivation δ reçoive la différence des courants induits; alors c'est le courant dans δ que les réglages permettent d'annuler; c'est sur le trajet de ce fil qu'on met le galvanomètre.

On peut obtenir le réglage en modifiant le rapport $\frac{r_1}{r_2}$ sans qu'il y ait de dérivation en Δ; c'est la méthode indiquée par Maxwell.

Dans ce cas, quand l'aiguille du galvanomètre reste constamment au zéro, on a

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{r_1}{r_2}.$$

Mais il peut y avoir avantage à obtenir le réglage en diminuant l'intensité du courant inducteur dans la bobine la plus forte [je suppose que c'est celle désignée par (2)]; on a alors

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{r_1}{r_2}\,\frac{\Delta}{R_2 + \Delta}.$$

2° Les deux bobines sont réunies de façon que la plus faible (1) soit parcourue par la différence de leurs courants. C'est sur le trajet de celle-ci qu'il faut mettre le galvanomètre. On peut alors ne conserver que l'une ou l'autre des dérivations δ et Δ, à volonté. Une fois le réglage obtenu, on a

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{\Delta}{\Delta + R_2}\,\frac{\delta}{\delta + r_2}.$$

Ces résultats se déduisent immédiatement des équations des courants instantanés dans les circuits induits seuls.

Comparaison du potentiel mutuel de deux bobines avec le potentiel sur elle-même de l'une des deux.

La bobine dont on conserve le potentiel sur elle-même ($2w$) est mise sur l'une des branches d'un pont de Wheatstone; l'autre est sur la diagonale qui contient la pile.

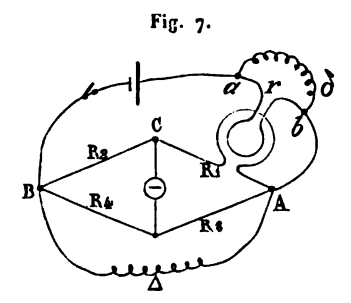
Le pont étant réglé pour les courants permanents, on achève le réglage pour les courants instantanés au moyen de l'une ou l'autre des deux dérivations Δ et δ.

En désignant par W le potentiel mutuel des deux bobines, on trouve que l'équilibre est atteint pour

$$\frac{2w}{W} = -\frac{\delta}{r + \delta}\left[\frac{R_1 + R_2}{\Delta} + \left(1 + \frac{R_1}{R_3}\right)\right].$$

On voit qu'il faut faire en sorte que le courant induit dans R_1 soit de sens contraire au courant permanent; c'est ce qui arrive toujours pour un des deux courants de fermeture ou d'ouverture. Il vaut mieux faire que ce soit pour le courant de fermeture.

Fig. 7.

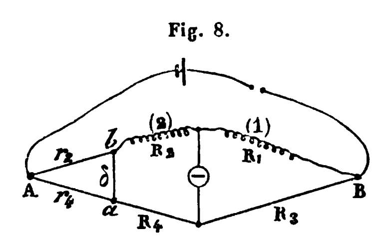


Si $2w$ est plus grand que W, la dérivation δ est inutile; c'est le cas examiné par Maxwell. Si au contraire W est plus grand que $2w$, c'est la dérivation δ qu'il faut employer et non Δ. Ce cas se présentera, par exemple, si la bobine placée sur R_1 est la bobine inductrice d'un appareil de Ruhmkorff, et la bobine placée sur le circuit principal la bobine induite à fil fin.

Comparaison des potentiels sur elles-mêmes de deux bobines.

On place les deux bobines sur deux branches du pont, aboutissant à la même extrémité du fil du galvanomètre, et on règle le pont

Fig. 8.



pour les courants permanents, en mettant en δ un fil gros et court; on a alors

$$\frac{R_1}{R_3} = \frac{R_2}{R_4} = m.$$

Choisissant ensuite deux résistances r_2 et r_4 telles que $\frac{r_2}{r_4} = m$, et

remplaçant le fil gros et court mis en δ par une résistance quelconque, il est clair que l'équilibre permanent du pont n'est pas troublé. Quant à la grandeur absolue des résistances r_2, r_4, il faut les choisir telles que l'impulsion du galvanomètre à la fermeture change de signe suivant que l'on met en δ une résistance nulle ou infinie. Ce résultat ne peut s'obtenir qu'en plaçant les résistances auxiliaires du côté de la bobine (2), telle que $\frac{w_2}{w_1}$ soit plus grand que $\frac{R_2}{R_1}$. Cela fait, il suffit de modifier convenablement la résistance de la dérivation δ pour amener le galvanomètre à rester au zéro, que le courant soit permanent ou variable, et l'on a

$$\frac{w_1}{w_2} = \frac{R_1}{R_2}\,\frac{\frac{1}{r_4}+\frac{1+m}{\delta}}{\frac{1}{r_4}+\frac{1+m}{\delta}+\frac{m}{R_2}},$$

avec

$$m = \frac{R_1}{R_3} = \frac{R_2}{R_4} = \frac{r_2}{r_4}.$$

Malgré la complication apparente de la formule, cette méthode me semble plus avantageuse que celle de Maxwell. Il obtient l'équilibre en altérant à la fois R_2 et R_4, ce qui exige pour chaque essai un réglage du courant permanent et du courant variable, tandis que l'emploi de la dérivation δ permet de séparer les deux réglages, celui du courant permanent étant fait une fois pour toutes.

Appareils à potentiel variable et à résistance constante.

J'ai développé toutes ces méthodes en supposant que les bobines à comparer ont des potentiels électrodynamiques invariables. On les simplifierait notablement si, au lieu d'achever le réglage par des dérivations auxiliaires, on l'achevait au moyen de bobines à potentiels électrodynamiques variables d'une manière connue et à résistance constante.

C'est ce qu'il est facile de réaliser par construction.

1° On sait qu'une longue bobine cylindrique régulière donne dans le voisinage de son centre un champ magnétique constant.

Si l'on y place une seconde bobine plus petite, mobile autour

d'un axe perpendiculaire aux axes de figure des deux bobines, le potentiel mutuel des deux bobines est proportionnel au cosinus de l'angle des axes de figure des deux bobines. On a donc là, en conservant les deux bobines distinctes, un système dont le potentiel mutuel peut prendre toutes les valeurs depuis $-W$ jusqu'à $+W$, d'une manière connue. Si l'on met les deux bobines bout à bout dans le même circuit, elles forment un système dont le potentiel sur lui-même ($2w$) varie d'une manière connue depuis $2w_0 + 2w_1 - 2W$ jusqu'à $2w_0 + 2w_1 - 2W$, $2w_0$, $2w_1$ désignant les potentiels sur elles-mêmes des deux bobines prises à part.

Cet appareil, que j'ai fait construire de dimensions restreintes, satisfait à la condition théorique pour toutes les recherches qui n'exigent pas une extrême précision. Si l'on veut atteindre les dernières limites de précision, il suffit de lui construire une fois pour toutes une Table de correction, en comparant, pour un certain nombre de positions, le potentiel mutuel des deux bobines au potentiel sur elle-même de l'une d'elles, par la méthode indiquée plus haut.

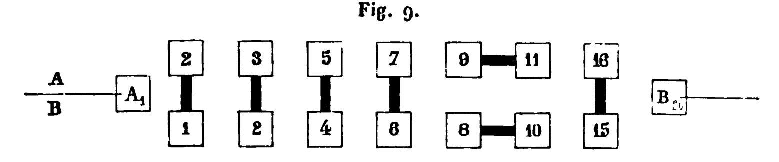
2° Pour des potentiels mutuels plus grands et variant d'une manière discontinue, on peut employer l'appareil suivant. Un fil conducteur est entouré d'un toron de vingt autres fils de même longueur. On enroule le tout ensemble sur une même bobine. Soient A, B les deux extrémités du câble ainsi formé. L'extrémité A_1 du premier fil induit étant libre, réunissons son extrémité B_1 avec l'extrémité A_2 du deuxième fil, B_2 avec A_3, etc., jusqu'à B_{2p-1} avec A_{2p}. A partir de là, réunissons au contraire B_{2p} avec B_{2p+1}, A_{2p+1} avec A_{2p+2}, etc., jusqu'à B_{20}, qui reste libre. La résistance totale du fil induit est la même, quel que soit le fil $2p$ à partir duquel l'ordre des jonctions a été changé. Mais il n'en est pas de même du potentiel du système induit avec le fil central unique. Soit en effet w le potentiel mutuel du fil central avec un quelconque des fils induits; par construction, ils sont tous égaux. Pour les $2p$ premiers fils, qui sont réunis de manière que le courant induit les parcoure tous successivement dans le même sens, leurs potentiels avec le fil inducteur s'ajoutent, ce qui fait en tout $p\,2w$. Quant aux $20 - 2p$ autres, ils sont deux à deux parcourus en sens opposés; leurs potentiels avec le fil inducteur se détruisent donc deux à deux, et le potentiel mutuel total est $2wp$.

Pour avoir toutes les combinaisons depuis $2w$ jusqu'à $10.2w$, il n'est pas nécessaire de laisser toutes les extrémités libres; on peut établir des communications permanentes, comme l'indique le diagramme ci-dessous :

A	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	
				|		|		|		|		|	|	|	|		|	|	|	|	
B		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20

et on les fera aboutir à des bornes disposées comme l'indique la figure.

Fig. 9.



Ces bornes peuvent être mises en communication à l'aide de clefs, comme dans les boîtes de résistances. Par exemple, sur la figure, elles ont été réunies par les traits pleins, de manière à donner $8.2w$.

Pour une grande précision, il faudra encore ici avoir soin de contrôler la boîte d'induction. Il serait alors à propos d'enrouler sur des bobines différentes, intérieures l'une à l'autre, d'une part le fil inducteur, de l'autre les vingt fils induits [1]. Le potentiel mutuel w du fil inducteur serait beaucoup plus sûrement le même pour tous les fils induits; mais il serait en même temps plus faible que dans la première disposition pour le même encombrement.

Des expériences sont en cours d'exécution pour contrôler ces méthodes de mesure et déterminer les meilleures conditions de précision et de sensibilité. J'en rendrai compte plus tard.

SUR LE PSYCHROMÈTRE;

PAR M. ALFRED ANGOT.

M. J. Macé a publié récemment dans ce Journal (p. 17) les résultats d'une étude sur le *psychromètre-fronde*, à la suite de la-

---

[1] C'est sous cette forme que j'ai fait construire l'appareil.

quelle il recommande l'emploi de cet instrument pour déterminer l'humidité atmosphérique.

Le psychromètre-fronde est employé couramment depuis très longtemps par les météorologistes, et en voyage on ne se sert guère d'un autre instrument. Il est peut-être difficile de dire exactement qui a eu le premier l'idée, si simple du reste, d'employer le psychromètre-fronde; en tout cas, le premier travail qui ait paru sur ce sujet remonte au moins à l'année 1855 et est dû à L. Doyère, qui a publié à cette époque une *Note sur le psychromètre-fronde* (*Annuaire de la Société météorologique de France,* 1855, p. 60).

Après avoir soigneusement discuté les différentes causes qui peuvent vicier les indications du psychromètre ordinaire, Doyère décrit des expériences étendues qu'il a faites sur un psychromètre tourné en fronde et dont il a comparé les résultats dans des circonstances atmosphériques très variées, soit avec l'hygromètre chimique, soit avec l'hygromètre à condensation. Si l'on appelle t et t' les températures des thermomètres sec et mouillé, h la pression atmosphérique, f' la force élastique maximum de la vapeur d'eau à la température t' et x la force élastique actuelle de la vapeur d'eau dans l'atmosphère, la formule qui convient au psychromètre-fronde est, d'après Doyère,

$$x = f' - 0,000687\,h\,(t - t').$$

La formule proposée récemment par M. J. Macé est, d'autre part,

$$x = f' - 0,000693\,h\,(t - t').$$

Il y a donc identité absolue entre les deux résultats.

Depuis Doyère, différents météorologistes, parmi lesquels Walferdin, ont indiqué diverses formes de psychromètre-fronde.

Les méthodes expérimentales employées en Météorologie paraissent généralement peu connues des physiciens. On m'excusera donc de saisir cette occasion pour donner quelques indications générales sur le psychromètre.

Comme l'a montré Regnault, les indications de cet instrument dépendent de son exposition et de l'état de l'atmosphère, principalement de la vitesse du vent. On a proposé et l'on emploie actuellement deux procédés pour annuler cette double cause d'erreur : le *psychromètre-fronde* et le *psychromètre à ventilateur.*

Le psychromètre-fronde est, théoriquement, d'un maniement très simple; mais, pour en déduire l'humidité, il faut *faire une expérience*, et une expérience qui dure toujours quelques minutes. Si peu que cela paraisse, cela suffit cependant pour empêcher que l'emploi de cet instrument devienne général dans les stations météorologiques, où les observations doivent être faites à heure fixe et par un personnel peu nombreux. C'est la même raison qui fait obstacle à l'emploi général des hygromètres à condensation. On doit chercher autant que possible à donner aux observateurs des instruments où il n'y ait qu'une simple lecture à relever.

Aussi le psychromètre-fronde est-il employé presque exclusivement par les voyageurs; dans les stations fixes qui ne possèdent pas d'hygromètre à condensation, il pourrait servir de temps en temps d'instrument de contrôle pour le psychromètre ordinaire, de même que le thermomètre-fronde est employé pour vérifier les indications du thermomètre fixe placé sous l'abri météorologique.

Le psychromètre à ventilateur est employé dans toutes les stations du réseau météorologique italien. C'est un psychromètre ordinaire qui porte, vis-à-vis des réservoirs des thermomètres et à une très petite distance, un moulinet composé de six ailettes verticales. Un ressort puissant que l'on remonte au moment de l'observation fait tourner le moulinet avec une très grande vitesse. Les deux thermomètres, placés dans le vent du moulinet, se trouvent donc à peu près dans les mêmes conditions que le psychromètre-fronde. Le psychromètre à ventilateur est plus compliqué, comme instrument, que le psychromètre-fronde; mais l'observation en est plus simple dans les stations fixes, puisque, le ressort une fois remonté, il ne reste plus qu'à faire une lecture, comme sur le psychromètre ordinaire.

Le psychromètre à ventilateur a été étudié comparativement à l'hygromètre de Regnault par M. C. Chistoni; les résultats de cette étude ont été très satisfaisants. Un psychromètre de ce système, envoyé d'Italie, a été en outre comparé, au Bureau central météorologique, avec l'hygromètre de M. Alluard. D'après ces dernières expériences, au nombre de 67, effectuées de juin à septembre 1880, la formule du psychromètre à ventilateur serait sensiblement

$$x = f' - 0,00078\,h(t - t').$$

La constante 0,00078 diffère notablement de celle du psychromètre-fronde (0,00069); elle se rapproche davantage de celle qui figure dans la première formule de Regnault. On sait en effet que la formule psychrométrique de Regnault, qui a servi de base aux Tables employées par les météorologistes, est

$$x = f' - \frac{0,480\,h(t-t')}{610-t'},$$

formule qui, pour des valeurs de t' voisines de 10°, ce qui était le cas des expériences faites au Bureau central, se réduit sensiblement à

$$x = f' - 0,00080\,h(t-t').$$

La question de l'adoption définitive d'une formule psychrométrique est, du reste, loin d'être résolue. On est actuellement en présence de quatre formules :

(1) $x = f' - \frac{Ah(t-t')}{B-t'}$ (Regnault, 1845),

(2) $x = f' - Ah(t-t')$ (Regnault, 1853),

(3) $x = f' - \frac{(Ah-B)(t-t')}{C-t'}$ (Belli),

(4) $x = f' - Ah(t-t') - Bh^2(t-t')^2$ (Chistoni).

Dans toutes ces formules, A, B, C désignent des constantes, mais qui sont différentes d'une formule à l'autre.

Tant que l'altitude reste faible, la formule (4) est celle qui paraît donner les meilleurs résultats. Quant à la formule (2), la plus simple de toutes, elle ne convient absolument que si la pression atmosphérique reste voisine de 760^{mm}. Des observations poursuivies pendant une année à Collio (altitude 929^{m}), à une pression voisine de 680^{mm}, ont montré en effet que la quantité A, loin d'être constante, varierait avec la pression et la température de l'air. Les erreurs qui résultent de l'emploi de la formule (2) sont souvent considérables; elles ont atteint, en effet, $+1^{mm},8$ et $-3^{mm},1$ pour la tension de vapeur, et $+21$ et -51 pour l'humidité relative.

Même dans nos régions, quand la température du thermomètre mouillé s'approche de 0° et à plus forte raison quand elle s'abaisse

au-dessous de 0°, le psychromètre devient très difficile à observer et ses indications entraînent souvent une erreur de 15 à 20 unités sur le chiffre de l'humidité relative.

Enfin dans des climats particulièrement secs, en Algérie et en Espagne par exemple, il devient également impossible de compter sur le psychromètre dès que la différence de température des deux thermomètres dépasse 12°. A ma connaissance, aucune expérience de vérification n'a été faite dans ces conditions.

En résumé, le psychromètre, sous quelque forme qu'on l'emploie, peut donner d'assez bonnes indications entre les mains d'observateurs soigneux, dans nos régions, tant que la pression atmosphérique ne s'écarte pas beaucoup de 760^{mm}, que le thermomètre mouillé est au-dessus de 1° ou 2°, et que la différence des deux thermomètres reste inférieure à 12°; mais, dès qu'on s'écarte de ces conditions, les formules ordinaires deviennent illusoires.

Il y aurait lieu de reprendre l'étude du psychromètre sur les montagnes et dans les contrées où la sécheresse de l'air est grande et la température élevée.

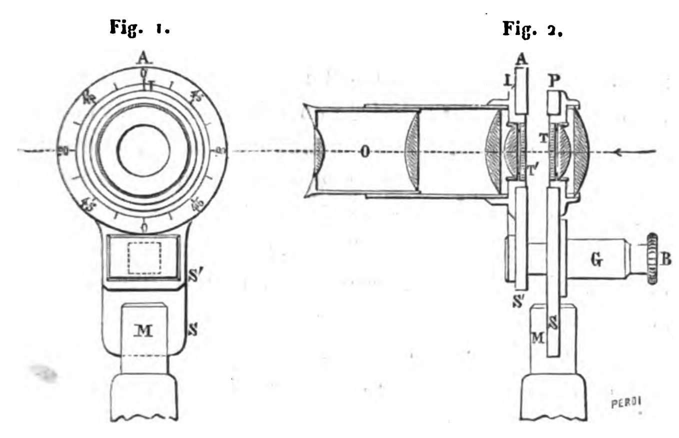
NOUVELLE PINCE A TOURMALINES;

PAR M. BERTIN.

La pince à tourmalines est le plus simple de tous les appareils de polarisation; mais elle doit à sa simplicité même quelques défauts, et en particulier son champ exigu, qui ne permet de s'en servir que pour un bien petit nombre de cristaux. J'ai cherché à augmenter ce champ, parce que j'ai éprouvé le besoin de le faire dans mes recherches particulières, et j'y suis parvenu en appliquant à la pince à tourmalines une partie des lentilles du microscope polarisant.

Le microscope polarisant est, comme on sait, formé de deux parties : la première se compose du polariseur et du focus; la seconde est formée par le microscope et l'analyseur. Le polariseur et l'analyseur, qui sont aux extrémités, sont des pièces d'assez grand volume; si on les remplaçait par deux tourmalines placées

entre le focus et le microscope, qui seraient encore simplifiés, l'appareil deviendrait beaucoup plus petit et serait tout à fait portatif. Tel est le principe de la nouvelle pince à tourmalines. Elle est représentée en demi grandeur dans les *fig.* 1 et 2. La première est une coupe ; la seconde représente la face antérieure.



Les tourmalines sont portées sur deux supports S et S'. Le premier, S, est fixé dans un manche en ébonite M, que l'on tient à la main et que nous supposerons vertical. Le second, S', peut être éloigné du premier en pressant sur un bouton B, à tige carrée, qui glisse dans une glissière à ressort G : disposition empruntée à l'ancien microscope solaire de Soleil père. C'est entre ces deux supports que l'on place les cristaux à observer.

Le premier support, S, porte le polariseur et son focus, et, par conséquent, il doit être tourné contre la lumière. Il se termine par un anneau P, dans lequel est enchâssée la tourmaline polariseur T, qui est fixe et réglée de manière que son axe soit horizontal ou perpendiculaire au manche M. En avant de la tourmaline se trouve le focus, formé par une demi-boule L et une lentille plan-convexe L' : c'est le focus du microscope polarisant simplifié. Remarquons, en passant, que la première lentille, L, pourrait être ajoutée utilement aux pinces ordinaires ; elle n'augmente pas le champ de l'instrument, mais elle sert de disperseur pour la lumière incidente et permet de voir les franges le soir à la lumière d'une bougie et le jour en fixant le disque solaire, ce qui leur donne un éclat incomparable.

Le disque P, qui porte tout le système, a 35^{mm} de diamètre, ce qui est à peu près la dimension des lièges carrés sur lesquels sont montés les cristaux, de sorte qu'on est un peu gêné pour tourner ces lièges entre les deux supports. Il faudra donc diminuer le diamètre de la pince, soit en rognant la lentille L', soit en diminuant la tourmaline T, qui n'a pas besoin d'être aussi grande.

Le disque A, qui termine le support mobile S', est plus grand que l'autre : il a 45^{mm} de diamètre. Il est représenté vu de face dans la *fig.* 2. Sa circonférence est divisée en seize parties, et la ligne du zéro est verticale ou parallèle au manche M. Ce disque est percé d'un trou rond dans lequel tourne la monture qui porte le reste de l'appareil, savoir la tourmaline analyseur T', l'objectif du microscope, composé des deux lentilles L et L', identiques à celle du focus, et enfin un oculaire positif O. La monture de tout le système porte un trait de repère I, et la tourmaline analyseur T' est fixée de manière à avoir son axe dirigé vers ce trait, de façon qu'on peut toujours lire sur le cercle divisé l'angle des deux tourmalines. Ainsi, dans la *fig.* 2, l'index I, étant au zéro, nous indique que les deux tourmalines sont croisées. Cette connaissance de l'angle des tourmalines me paraît indispensable dans l'étude des franges, et la tourmaline analyseur devrait toujours être montée sur un cercle divisé.

L'appareil a été construit sur mes indications par M. Ducretet; mais il n'a pu procéder que par tâtonnements, le calcul d'un système aussi compliqué de lentilles me paraissant impossible. L'oculaire O, notamment, a été pris au hasard sur une lunette; il a 15^{mm} de foyer: il est possible qu'une autre longueur focale soit plus convenable. Je considère cette pince comme très imparfaite; si je la décris aujourd'hui, c'est pour la faire connaître aux constructeurs d'instruments d'Optique, dans l'espoir qu'ils parviendront à l'améliorer. Mais, telle qu'elle est, elle suffit pour l'usage auquel je la destinais, et je la regarde comme un progrès déjà notable sur l'ancienne pince à tourmalines.

Celle-ci, en effet, est très limitée dans ses applications. Pour qu'elle puisse servir à observer les franges d'un cristal, il faut que ce cristal soit suffisamment épais et que ses dimensions latérales ne soient pas trop petites, tandis qu'avec la nouvelle pince je vois très bien les franges d'un cristal qui n'a que 2^{mm} de diamètre et

$\frac{1}{7}$ de millimètre d'épaisseur. Le cabinet de Physique de l'École Normale possède une belle collection de cristaux uniaxes : la plupart ne donnent rien avec l'ancienne pince, tandis que tous donnent des franges avec la nouvelle.

C'est bien autre chose avec les cristaux biaxes : aux conditions de dimension et d'épaisseur qui sont nécessaires pour les observer dans la pince ordinaire, il faut ajouter un faible écart des axes. Avec la pince ordinaire on ne peut observer que deux cristaux biaxes, le nitre et le plomb carbonaté. L'angle extérieur des axes est de 9°17′ dans le premier et de 16°44′ dans le second. Les axes du plomb carbonaté apparaissant à la limite du champ, on peut donc dire que ce champ est limité à 17° dans la pince ordinaire. L'arragonite, avec ses axes à 30°50′, ne peut plus être observée, tandis qu'avec la nouvelle pince on voit très bien les franges d'une toute petite lame de calamine, dont les axes sont écartés de 78°20′. Ainsi, on peut estimer le champ de l'appareil à 78°. Je voudrais pouvoir aller plus loin : je voudrais atteindre 85° pour pouvoir observer les franges si remarquables des sels de Seignette. Je m'en contenterais et je laisserais volontiers de côté les cristaux à axes plus écartés, en les réservant pour le microscope polarisant.

CONSTITUTION DE LA FLAMME DE LA LAMPE BUNSEN ET QUELQUES MODIFICATIONS APPORTÉES A LA CONSTRUCTION DE CETTE LAMPE;

PAR M. A. TERQUEM.

La flamme que l'on obtient avec la lampe Bunsen est, comme l'on sait, creuse dans une grande partie de sa longueur, ce dont on peut s'assurer à l'aide d'une toile métallique placée dans la flamme, qui présente un anneau incandescent, avec une tache obscure au centre. De là des difficultés particulières pour obtenir avec ce brûleur des températures très élevées, car la flamme, à cause du cône creux qui en occupe le centre, présente une grande surface de contact avec l'air; de plus, un creuset, par exemple, placé dans cette flamme, ne peut être chauffé dans toute sa hauteur à une même température. En augmentant la quantité d'air qu'entraîne

avec lui le gaz, on diminue évidemment la vitesse moyenne de sortie du mélange gazeux à l'orifice supérieur du tube. Le cône creux central diminue de hauteur, la flamme devient pleine dans une plus grande partie de son étendue, mais en même temps elle devient très vacillante, et, après quelques oscillations, la combustion se communique au bec inférieur. Ces effets sont d'autant plus marqués que le tube de la lampe est plus large; c'est ce qui a probablement empêché jusqu'à présent les constructeurs de faire des lampes Bunsen de très grands diamètres, qui, avec une flamme pleine, auraient pu servir à produire facilement de hautes températures.

Par diverses dispositions, je suis arrivé : 1° à rendre la flamme de tous les brûleurs à gaz moins vacillante; 2° à mélanger au gaz la quantité maxima d'air que le jet de gaz peut entraîner spontanément, sans que la combustion se communique au bec inférieur; 3° à obtenir cet effet avec des tubes de tout diamètre jusqu'à $0^{m},040$, et quelle que soit la pression du gaz. Évidemment, le mélange gazeux qui sort par l'orifice supérieur du tube n'est pas homogène, ni au point de vue de sa composition, ni de sa vitesse. Celle-ci doit être plus grande au centre que le long des parois du tube, à cause de l'excès de vitesse que conserve le jet de gaz sortant du bec; en outre, les filets centraux doivent être plus riches en gaz carbonés. Tant que l'air est aspiré en faible quantité, la vitesse minima d'écoulement reste supérieure à la vitesse de communication de la combustion; mais, si l'air est introduit en plus grande quantité, cette vitesse minima, vers les bords de l'orifice, peut tomber au-dessous de la vitesse inverse de communication de la combustion, quoique la vitesse moyenne de sortie soit supérieure à cette dernière; de là, quand cet équilibre est presque atteint, ces agitations de la flamme, à cause des petites irrégularités qui se produisent dans l'écoulement du gaz, et enfin l'inflammation du bec inférieur par l'action d'une secousse ou d'un simple courant d'air. Cette inégalité de vitesse d'écoulement des filets gazeux explique pourquoi, avec des tubes étroits, l'inflammation du bec inférieur a lieu moins facilement que dans les tubes larges, à cause de la plus grande uniformité d'écoulement du gaz, et pourquoi, avec les premiers tubes, on obtient déjà des flammes presque pleines, quoique assez vacillantes; l'allongement du tube, en permettant un mé-

lange plus intime de l'air et du gaz d'éclairage, produit en partie le même effet.

Pour obvier à ces inconvénients, il faut chercher surtout à égaliser les vitesses de sortie des divers filets du mélange gazeux, ainsi que la composition de ce dernier, en rejetant vers les bords de l'orifice le gaz qui sort par le centre, sans rétrécir toutefois par trop cet orifice. J'y suis arrivé par les dispositions suivantes : 1° en partageant l'orifice de sortie du gaz en plusieurs secteurs, par 2, 4, ... cloisons verticales fixées sur les parois et descendant très peu dans le tube; évidemment, le jet central est arrêté par le croisillon qui occupe le centre du tube et se trouve rejeté de côté; dans les tubes de $0^m,015$ à $0^m,025$, deux cloisons à angle droit suffisent; pour les tubes plus larges, de $0^m,025$ à $0^m,040$, j'ai mis quatre cloisons, divisant l'orifice en huit secteurs; 2° en plaçant au centre du tube une petite plaque ou une boule qui donne naissance à un orifice annulaire. L'efficacité d'une boule ayant environ un diamètre égal à la moitié de celui de l'orifice est telle, que l'on peut soulever un tube ainsi disposé à plus de $0^m,1$ au-dessus d'un bec sans que l'inflammation se communique à ce dernier; mais, pratiquement, les lames verticales sont suffisantes, plus faciles à poser, et produisent une moins grande diminution de l'orifice. La lampe que j'ai fait faire par M. Stütz, constructeur d'instruments de Physique à Lille, a la disposition suivante :

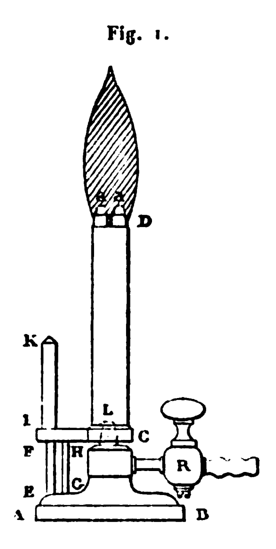
Le pied de fonte AB (*fig.* 1) porte, comme d'habitude, le tube d'arrivée du gaz, le robinet R et le bec de sortie. L'air est aspiré par l'espace réservé entre le pied et le tube CD. Ce tube peut être élevé ou abaissé en glissant le long des deux tiges EF et GH, dont la première, étant fendue, forme ressort contre les parois du tube IK; ce mouvement peut être produit, pour obtenir plus facilement le réglage, à l'aide d'un levier perpendiculaire au plan de la figure. L'orifice supérieur du tube CD est divisé, comme il a été dit, en quatre secteurs par deux lames en forme de trapèzes, fixées aux parois du tube (1). En soulevant peu à peu le tube CD, on finit par

(1) Lors de la Communication que j'ai faite sur ce sujet dans la séance du 17 décembre de la Société de Physique, je ne m'étais pas encore bien rendu compte de l'effet produit par les petites lames verticales pour empêcher la rétrogradation de la combustion; je l'avais attribuée, faute de mieux, au changement d'angle des cônes de



obtenir, à la base de la flamme, quatre petits cônes, d'une couleur vert clair, dépassant à peine les cloisons verticales, surmontés d'une flamme pleine de couleur pourpre, avec une bordure bleue. Les surfaces des quatre cônes présentent, comme on devait s'y attendre, au spectroscope, le spectre très brillant de la vapeur de carbone, que donnent tous les gaz carbonés brûlant avec un excès

Fig. 1.



d'air, tandis que le reste de la flamme donne un spectre continu très faible.

Le mode d'introduction de l'air dans cette lampe évite l'emploi d'un second tube extérieur, qui souvent se soude au premier, et, en outre, la chaleur communiquée au pied et au robinet est bien moindre que dans les lampes Bunsen.

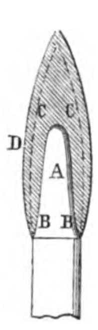
Pour observer les modifications que subit la flamme quand on fait varier la quantité d'air mélangée au gaz, il est bon d'entourer la flamme d'un tube de verre, qui rend la flamme plus tranquille.

---

combustion. A la suite des objections qui me furent faites par M. Lechatelier dans cette séance, je me suis occupé de nouveau de cette question, et je crois être arrivé à une solution satisfaisante, comme l'ont confirmé les expériences que j'ai faites depuis en remplaçant les lames par une boule placée au centre de l'orifice de sortie: dans ce dernier cas, en effet, la surface de combustion présente presque la forme d'une couche sphérique ouverte au-dessus de la boule, ce qui montre que l'angle cône n'a aucune influence dans cette action des lames.

En abaissant le tube CD, on voit les quatre cônes verts s'allonger, ainsi que la flamme pourpre qui les surmonte; les quatre cônes creux finissent par se rejoindre en un seul cône occupant le centre de la flamme (*fig.* 2); la teinte verte et l'éclat de la surface BBB dimi-

Fig. 2.



nuent de plus en plus à mesure que la quantité d'air mélangée au gaz est moins grande; la couche de couleur pourpre C devient moins large, et enfin, juste au moment où la combustion a encore lieu sans précipitation de carbone solide, le cône creux intérieur A, de couleur bleue, comme dans les brûleurs Bunsen, occupe presque toute la longueur de la flamme et se confond, presque jusqu'au sommet, avec la couche bleue extérieure DDD. A partir de ce moment, si l'on diminue davantage la rentrée de l'air en baissant le tube CD, le carbone solide et lumineux apparaît au sommet du cône creux, et enfin, quand l'entrée de l'air est complètement arrêtée, la flamme devient, comme l'on sait, lumineuse; mais au dehors, sur tout son contour, elle présente encore une auréole bleuâtre, se confondant avec la base bleue de la flamme, où l'on aperçoit toujours faiblement les raies caractéristiques de la vapeur de carbone.

Je n'ai effectué l'analyse du gaz de la flamme pourpre que dans le cas où existent les quatre cônes verts à sa base, c'est-à-dire quand la combustion a lieu avec le maximum d'air que le gaz puisse entraîner. Le gaz était aspiré au centre de la flamme à l'aide du bec d'un chalumeau fixé à l'extrémité d'un tube très étroit de caoutchouc, et amené dans un aspirateur primitivement rempli d'eau.

Le gaz aspiré dans ces conditions s'est trouvé formé de :

Acide carbonique	5
Oxyde de carbone	9,5
Oxygène	0,5
Azote (par différence)	85

Le gaz aspiré et refroidi n'était plus ni comburant ni combustible; une grande quantité de vapeur d'eau s'est en outre condensée dans le flacon. La flamme est réductrice dans toute la partie pourpre et oxydante seulement sur les bords, comme on peut s'en assurer avec une petite lame de cuivre. La combustion s'effectue donc, comme on le sait du reste, complètement dans la couche verte des quatre cônes; la flamme pourpre, d'après cette analyse, serait formée en grande partie de vapeur d'eau, d'azote et d'oxyde de carbone. La production de l'oxyde de carbone dans la flamme de ce brûleur est accusée du reste, quelle que soit la quantité d'air mélangée au gaz, par l'auréole bleue qui entoure constamment la flamme.

Quand la flamme est constituée avec la quantité d'air maxima que donne le tirage de la lampe, c'est-à-dire avec les quatre cônes à la base, on constate que la température est très uniforme dans toute la partie pourpre et atteint au moins celle de la fusion du cuivre rouge, puisqu'un fil fin de ce métal fond dans toutes les parties de la flamme. Avec un petit élément thermo-électrique fer-platine enfermé dans un tube de verre effilé et contenant un peu de borax, on constate également, à l'aide de la déviation d'un galvanomètre, la constance de la température dans toute la flamme, que M. Rossetti estime être de 1300°, seulement vers la pointe de la flamme du bunsen. Un creuset de platine chauffé avec cette lampe, grâce à ce que la flamme est pleine, rougit dans toute son étendue, et la température intérieure dépasse 1000°, puisque certains sels très réfractaires, tels que le borax, le pyrophosphate de soude, le silicate de soude, y fondent parfaitement ([1]).

En plaçant au-dessus des quatre lames un petit disque de cuivre,

([1]) Avec une petite boule placée au centre de l'orifice, les phénomènes sont exactement les mêmes; seulement, au lieu des quatre cônes verts, on a, à la base de la flamme, une autre surface de combustion.

celui-ci étale la flamme horizontalement, se trouve porté au rouge, et rayonne de la chaleur vers les vases que l'on veut chauffer, et qui ne doivent pas être atteints par la flamme.

Le même brûleur peut être facilement transformé en lampe monochromatique pour l'emploi des saccharimètres. L'intensité de la lumière émise dépasse quatre fois celle des autres lampes employées au même usage, quoique la flamme soit plus petite. Ce qui prouve que la flamme est saturée de vapeurs de sodium, c'est que, avec deux perles de chlorure de sodium placées l'une derrière l'autre, l'intensité de la lumière, mesurée au photomètre, ne change pas.

Pour les emplois qui pourraient être faits de cette lampe dans la saccharimétrie, je lui ai donné la forme suivante. Elle se compose (*fig.* 3) de :

1° Un pied PQ, portant une tige RS le long de laquelle glissent les diverses pièces de l'appareil et sur laquelle on peut les fixer à diverses hauteurs, à l'aide de vis de pression;

2° La pièce AB, qui porte la tubulure A par laquelle arrive le gaz, le robinet et le bec par lequel il s'échappe;

3° Le tube CD, muni à la partie supérieure des deux petites lames en croix, pouvant être fixé à une hauteur variable et se déplaçant avec la pièce AB, à laquelle il est fixé par une vis de pression;

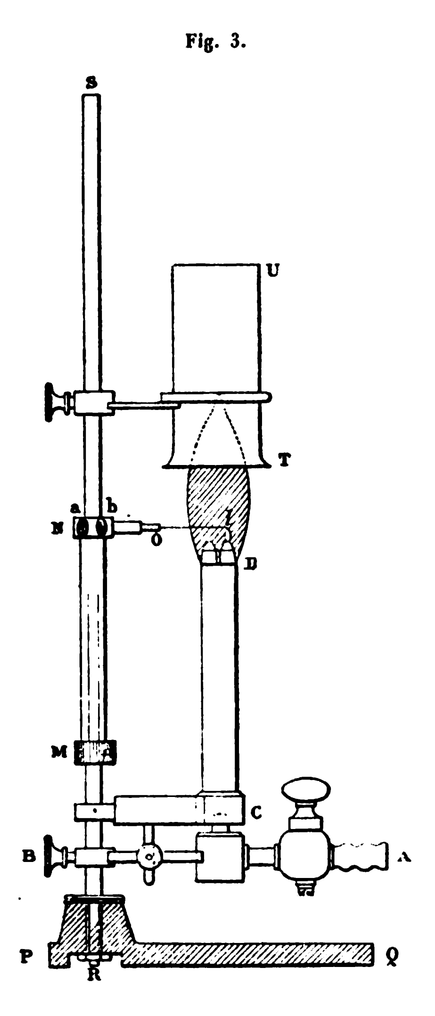
4° Un tube MN, portant en haut une étoile de cinq fils de fer repliés en Y et terminés chacun par deux boucles contenant les perles de chlorure de sodium, ce qui donne une provision de dix perles de chlorure, c'est-à-dire de quoi faire des observations pendant plus d'une demi-heure avec une lumière sensiblement constante, en remplaçant successivement chaque perle par une autre quand la lumière commence à baisser; pour observer avec un saccharimètre, une seule perle dans la flamme suffit, puisque celle-ci est complètement opaque pour les radiations émises par le chlorure volatilisé et dissocié de la seconde perle; mais, pour éclairer un certain espace, il est préférable d'employer deux perles, en rapprochant les deux branches du fil de fer;

5° Une cheminée, pour activer le tirage et rendre la flamme moins oscillante.

Si l'on remplace le gaz d'éclairage par de l'hydrogène, même

en employant une lampe beaucoup plus petite, avec une dépense de 50^lit d'hydrogène à l'heure, on obtient une intensité qui est

Fig. 3.



plus de dix à vingt fois plus grande que celle des autres lampes monochromatiques, suivant la grandeur de la flamme.

SUR QUELQUES EXPÉRIENCES D'ACOUSTIQUE;

PAR M. V. NEYRENEUF.

J'ai indiqué (*voir* ce Journal, t. IX, p. 280) comment on peut avoir une flamme sensible par l'emploi d'un simple bec Bunsen dont la virole est tournée de manière à masquer la prise d'air. J'ajouterai que l'on se trouve mieux, d'une manière générale, de l'emploi d'un bec ne portant pas de robinet, et que, dans ce cas, on peut, à volonté, avoir une flamme d'une sensibilité extrême ou une flamme insensible au même son, lorsque l'intensité n'atteint pas un degré voulu.

Il devient, dès lors, facile de montrer à tout un auditoire la réflexion et la réfraction du son, aussi bien que l'interférence des ondes sonores.

On se sert, pour la réflexion, des miroirs conjugués ordinaires. On place à l'un des foyers le mouvement d'horlogerie à timbre que l'on emploie pour la propagation du son dans le vide. On dispose à l'autre une flamme sensible, telle qu'elle ne soit pas actionnée même à une assez petite distance de la source sonore. On la voit se rabattre très vivement à chaque choc du marteau.

Pour la réfraction, la disposition est facile à imaginer avec un ballon gonflé d'acide carbonique et le mécanisme précédent.

Les interférences se produisent très nettement en disposant une flamme sensible en face d'une caisse à sifflet munie de deux ouvertures : la flamme, vivement rabattue lorsqu'elle se trouve aux endroits où l'intensité est maximum, reste immobile quand elle occupe les positions où les vitesses se détruisent.

FR. FUCHS. — Ueber ein neues Interferenzphotometer (Sur un nouveau photomètre interférentiel); *Ann. der Physik und Chem.*, nouv. série, t. XI, p. 465; 1880.

Cet instrument semble d'une grande commodité d'emploi et doit présenter une assez grande sensibilité; malheureusement l'auteur se borne à la description, sans indiquer de mesures. Le principe de l'appareil est d'ailleurs intéressant.

Supposons deux prismes de même verre et de même angle réfringent, réunis par leurs grandes faces de manière à former un prisme à base de losange. Les deux surfaces éclairées dont on veut comparer l'intensité sont parallèles à deux faces du système et disposées de telle sorte que leur intersection se trouve sur le prolongement du plan de séparation des deux prismes. L'œil est placé en arrière du système des deux prismes à une faible distance; il aperçoit donc l'une des surfaces à travers les deux prismes de verre et la lame d'air qui les sépare, et l'autre par réflexion à la surface de cette lame d'air.

Comme la lame d'air constitue un plan de symétrie pour tout le système, deux points des surfaces éclairées, symétriques par rapport à cette lame d'air, envoient à l'œil des rayons qui suivent une marche symétrique jusqu'à la lame d'air; à partir de ce point, le rayon direct et le rayon réfléchi se recouvrent (en supposant la lame d'air très mince) et pénètrent ensemble dans l'œil. Il est facile de comprendre que, si les deux points considérés ont même intensité lumineuse, les pertes par réflexion ou absorption sont les mêmes pour les deux rayons jusqu'à la lame d'air; à partir de ce point, la fraction du premier rayon qui est transmise est complémentaire de la fraction réfléchie et l'intensité du rayon mixte est égale à l'intensité d'un des deux rayons incidents.

Cela posé, remarquons que l'angle des deux prismes est égal à l'angle limite des rayons jaunes pour le verre employé. Donc un rayon tombant normalement sur la face d'entrée est réfléchi totalement; tous les rayons situés par exemple à gauche de ce rayon normal seront réfléchis totalement; tous les rayons situés à droite seront partiellement transmis. Donc, s'il s'agit de la surface vue par transmission, la moitié gauche du champ sera complètement obscure, la moitié droite sera moyennement éclairée, et entre les deux parties sera une bande colorée dont la teinte prédominante est le rouge, tenant à ce que les rayons violets sont réfléchis totalement les premiers. Pour la surface vue par réflexion, la partie du champ correspondant aux rayons réfléchis totalement sera tout à fait éclairée, l'autre partie le sera moins, et entre les deux sera une bande colorée dont la teinte prédominante est le vert bleuâtre.

Mais ces deux images se superposent dans l'œil; d'après ce que l'on a dit tout à l'heure, les rayons transmis et réfléchis sont com-

plémentaires : il en résulte que, si les intensités lumineuses sont égales, le champ paraîtra uniformément éclairé et la bande colorée sera invisible.

Dans tout cela il n'y a pas d'interférences ; mais, si l'on diminue l'épaisseur de la lame d'air, on verra la partie du champ correspondant aux rayons partiellement transmis sillonnée de bandes d'interférence, qui ne sont que les anneaux colorés de Newton, et qui présentent évidemment pour les deux surfaces considérées des couleurs complémentaires.

De plus, à cause de la symétrie du système, les diverses franges correspondant à une même différence de marche se superposent dans l'œil. Il en résulte que, si les intensités lumineuses sont inégales, une partie du champ correspondant aux rayons vus par réflexion totale sera uniformément éclairée ; l'autre présentera des franges. Si les intensités sont égales, les franges disparaîtront et tout le champ présentera la même intensité lumineuse.

Ce photomètre ne doit servir qu'à des lumières monochromatiques de même longueur d'onde ou à des lumières blanches ou colorées de même composition. H. DUFET.

E. LOMMEL. — Ueber einige einfache Interferenzversuche (Quelques expériences simples sur les interférences) ; *Carl's Repertorium für Experimental-Physik*, t. XVI, p. 454 ; 1880.

L'auteur indique le moyen de produire des franges d'interférence qui soient à l'abri des objections que l'on peut faire à l'expérience des miroirs de Fresnel comme expérience fondamentale de la théorie des interférences ([1]).

1. La surface d'un miroir plan en verre noir est recouverte d'encre de Chine, à l'exception de deux bandes réfléchissantes de $0^m,006$ de largeur et distantes de $0^m,015$; un faisceau de rayons solaires émané d'une fente tombe sur le miroir sous une incidence de 85° à 88°. L'image, reçue sur un écran, est sillonnée de bandes

([1]) *Voir* l'analyse d'un Mémoire de M. H.-F. Weber (*Journal de Physique*, t. IX, p. 261).



d'interférence qu'on peut grandir en les projetant au moyen d'une lentille. On montre facilement l'influence de la longueur d'onde en plaçant des verres colorés au foyer conjugué de l'écran. C'est, en définitive, l'expérience fondamentale d'Young sous une forme plus commode à réaliser.

2. Si l'on dispose rigoureusement dans le même plan deux miroirs rectangulaires de $0^m,01$ de largeur, de manière que les grands côtés soient parallèles entre eux et à la fente, on obtient les mêmes apparences que précédemment. Mais le réglage est bien plus difficile. C'est ce qu'on aurait avec les deux miroirs de Fresnel, s'ils ne se touchaient pas et étaient placés dans le même plan.

3. Il est facile, au contraire, de réaliser l'expérience précédente en plaçant, derrière un miroir noir assez étroit et recevant des rayons très inclinés, un second miroir argenté, perpendiculaire au premier. Dans ce cas, tout se passe comme si l'on avait pour second miroir noir l'image du premier dans le miroir argenté. Le phénomène d'interférence se projette sur l'écran qui porte la fente lumineuse.

4. En recouvrant la surface d'un miroir noir de raies d'encre de Chine équidistantes et également larges, on obtient sous une incidence convenable de beaux spectres de réseau.

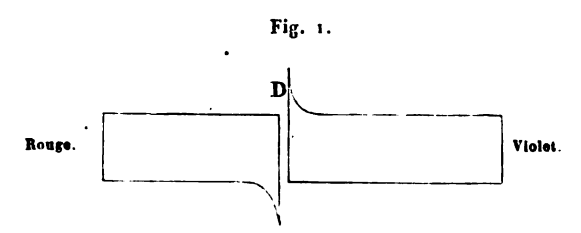
Dans ces diverses expériences, les interférences se produisent entre rayons diffractés. Il est donc assez singulier de les placer en tête de la théorie des interférences; il est vrai que, les surfaces réfléchissantes étant dans le même plan, le phénomène est assez simple et se prête à une exposition élémentaire, surtout si l'on suppose les rayons incidents parallèles, ce qu'on réalise en regardant les franges à l'aide d'un spectroscope. H. Dufet.

A. KUNDT. — **Ueber anomale Dispersion im glühenden Natrium Dampf (Dispersion anomale de la vapeur de sodium)**; *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. X, p. 321; 1880.

D'après les expériences de M. Le Roux sur la vapeur d'iode, de M. Christiansen sur la fuchsine et de l'auteur sur diverses sub-

stances, les corps qui présentent la dispersion anomale possèdent un pouvoir absorbant considérable. Il est probable que les gaz et les vapeurs qui absorbent si énergiquement certains rayons possèdent aussi la dispersion anomale. Cette propriété a été constatée par M. Kundt dans l'expérience du renversement de la raie D. Un faisceau de lumière électrique traversait un prisme à arêtes verticales et un bec de Bunsen contenant un fragment de sodium; il donnait sur l'écran un spectre avec la raie D très large, et les parties lumineuses présentaient la forme indiquée dans la figure ci-jointe.

Fig. 1.



On peut expliquer ce résultat en remarquant que la flamme conique du bec Bunsen se comporte comme un prisme horizontal dont l'arête est tournée vers le haut; les rayons à gauche de D sont plus déviés que les autres vers la base; leur indice de réfraction est donc plus grand. L'expérience a été répétée plusieurs fois, et le phénomène constaté soit par projection, soit dans une lunette.

Pour que cette expérience réussisse, il faut que la flamme soit fortement colorée, par la combustion du sodium métallique par exemple. Cette flamme, observée au spectroscope, doit présenter, au lieu des deux raies brillantes, une large bande jaune à bords mal définis, avec deux raies sombres correspondant aux raies D; avec une vapeur moins dense donnant seulement les deux raies brillantes, il est impossible de constater l'anomalie.

Les essais de transformation de la flamme conique en une flamme prismatique au moyen de lames de verre ou de mica n'ont donné aucun résultat. Avec les autres vapeurs on n'a pu encore constater l'anomalie.

Il est à remarquer que les corps solides et liquides qui absorbent fortement une partie du spectre possèdent un grand pouvoir réflecteur pour les rayons voisins de la région absorbée; il est probable, quoiqu'on n'ait pu encore le constater par expérience, que

les gaz possèdent aussi un pouvoir réflecteur analogue. Cette propriété pourrait modifier les conclusions relatives à la nature des corps célestes d'après les indications spectroscopiques. Nous pourrions en effet prendre pour de la lumière émise directement par ces corps des rayons de lumière émis par d'autres astres et fortement réfléchis par les premiers. C. DAGUENET.

E.-H. HALL. — On the new action of magnetism on a permanent electric current (Nouvelle action du magnétisme sur un courant électrique permanent); *American Journal of Science*, t. XX, p. 161; *Phil. Magaz.*, 5e série, t. X, p. 301; 1880.

VON ETTINGSHAUSEN. — Bestimmung der absoluten Geschwindigkeit fliessender Electricität aus dem Hall'schen Phänomen (Mesure de la vitesse absolue du courant électrique au moyen du phénomène de Hall); *Pogg. Ann.*, n° 11, p. 432-443.

Dans cette Thèse, présentée à l'Université de John Hopkin M. Hall donne les résultats de ses mesures sur le nouveau phénomène dont il avait déjà annoncé la découverte (1).

Plusieurs métaux ont été examinés en feuilles d'épaisseurs différentes. Dans le fer, la force électromotrice produite est de même sens que la force électromagnétique qui tend à déplacer le courant. Dans l'or, l'argent, l'étain, métaux diamagnétiques, la force électromotrice est de sens contraire. Dans le platine, qui est un peu magnétique, et dans le nickel qui l'est fortement, la force électromotrice est de même signe que dans l'or. Le signe de la force électromotrice n'est donc pas défini seulement par le caractère magnétique ou diamagnétique du métal.

Soient

I l'intensité du courant principal;
l la largeur de la feuille;
e son épaisseur;
E la force électromotrice produite;
M la force magnétique du champ dans lequel la feuille est placée.

L'expérience montre que pour un même métal la quantité $\frac{\mathrm{MI}}{e\mathrm{E}}$ est constante

(1) Voir *Journal de Physique*, t. IX, p. 289; août 1880

Si l'on pose $\frac{E}{l} = E'$ et $\frac{I}{le} = u$, E' est la force électromotrice par centimètre de largeur ; u est l'intensité du courant par unité de section, ce qu'on appelle sa *densité*, et la quantité constante est $\frac{Mu}{E'}$.

La vérification se fait convenablement lorsque les épaisseurs des feuilles comparées sont mesurées par le même procédé : quand ces feuilles sont assez épaisses, on les pèse ; mais quand elles sont très minces, comme des couches d'argent déposées sur le verre, on cherche à déduire l'épaisseur de la mesure de la résistance. Ce dernier procédé conduit à des épaisseurs de quatre à dix fois trop faibles.

Voici les valeurs numériques absolues (C. G. S.) des quantités $\frac{Mu}{E'}$ pour les métaux étudiées. Le signe + indique une direction identique à celle de la force électromagnétique :

Or................	$-1,5 \times 10^{12}$	(pesées)
Argent............	$-1,2 \times 10^{12}$	»
»	$-4,9 \times 10^{12}$	(résistances)
Fer................	$+0,13 \times 10^{12}$	(pesées)
Platine...........	$-4,2 \times 10^{12}$	»

Le champ magnétique a généralement été compris entre 6300 et 7000.

Un essai fait à la demande de M. Rowland pour mettre en évidence le même effet dans les diélectriques est resté infructueux.

Il résulte du Mémoire de Hall que nous venons d'analyser que la quantité $\frac{E}{Fu}$ est constante pour un même métal, mais varie de l'un à l'autre. Il est donc impossible que la quantité

$$c_1 = \frac{E}{Fu}\frac{1}{s} = \frac{E}{FI}$$

soit constante pour des métaux différents, ni même pour un seul métal. C'est pourtant cette quantité que M. Bolzmann (¹) a été

(¹) Bolzmann, *Wien. Anz.*, n° 2, 15 janvier 1880. Ce Mémoire et celui d'Ettings-



conduit, par des hypothèses simples, à regarder comme représentant la vitesse absolue du courant électrique dans un conducteur quelconque. M. Von Ettingshausen, adoptant ces vues, a fait quelques mesures absolues pour déterminer v_1 et a trouvé sur deux feuilles d'or différentes 1,07, 1,23, 1,31 pour la première feuille et 2,24 pour la seconde, nombres très différents entre eux, en prenant pour unités fondamentales le millimètre, le milligramme et la seconde. Il était donc prématuré de tirer des mesures absolues d'un phénomène avant d'en connaître les lois.

La formule $v = \frac{E}{F}$ est celle qui donne la force électromotrice E induite dans un fil de l'unité de longueur, coupant avec la vitesse v des lignes de force d'intensité F. M. Von Ettingshausen a vérifié cette formule en faisant tourner entre les pôles d'un électro-aimant un disque isolant sur lequel est monté un anneau métallique d'où partent des dents rectilignes plongeant dans un godet de mercure. Le circuit est fermé par le godet de mercure et un ressort frottant sur l'anneau métallique. La mesure de la vitesse déduite de l'intensité du courant induit et la mesure directe concordent bien.

Toutes les mesures de MM. Hall et Von Ettingshausen sont faites dans le système électromagnétique. La constante de Hall a alors pour dimensions $M^{\frac{1}{2}}L^{-\frac{1}{2}}$; elle ne peut donc pas dépendre seulement de la résistance électrique, qui est une vitesse, ni même uniquement de celle-ci jointe à la constante diamagnétique, qui est un nombre absolu. Quant à la quantité v_1 choisie par MM. Bolzmann et Ettingshausen, elle a pour dimensions $L^{\frac{1}{2}}M^{-\frac{1}{2}}$; ce n'est donc ni une vitesse ni un nombre absolu dans le système électromagnétique; dans le système électrostatique non plus. Aussi ne faut-il pas dire avec M. Ettingshausen (p. 436) : « La vitesse absolue de l'électricité dans un courant égal à 1 traversant la première feuille d'or est environ $1^{mm},2$. » Au contraire, la quantité $v_1 I$ est bien une vitesse dans l'un ou l'autre des deux systèmes.

M. Brillouin.

---

hausen ont paru après la première Note de M. Hall, mais avant son Mémoire complet.

J.-A. FLEMING. — On a new form of resistance-balance adopted for comparing standard coils (Sur une nouvelle forme de balance de résistance destinée à comparer les bobines étalons); *Phil. Magazine*, 5e série, t. IX, p. 109; 1880.

On a construit pour la mesure des résistances des bobines étalons formées de fils de divers alliages. Il importe de les comparer entre elles avec soin et d'étudier l'influence de la température sur leurs résistances. Il convient d'employer pour cela la méthode du pont de Wheatstone; mais la disposition ordinaire présente de nombreux inconvénients que M. Fleming a cherché à éviter.

La pièce principale de son appareil est un fil de platine iridié de $\frac{3}{32}$ de pouce de diamètre, de 39 pouces de longueur et de résistance totale $0^{ohm},0512$. Ce fil est engagé dans une gorge pratiquée dans un disque horizontal d'ébonite, dont il fait presque entièrement le tour. Mais, grâce à son épaisseur, il fait saillie en dehors de la gorge qui le contient, de sorte qu'on peut appliquer sur son contour, au moyen d'un ressort, l'arête vive d'un couteau vertical en platine iridié. Ce couteau est lui-même porté par une alidade métallique, de résistance négligeable, qui peut tourner autour du centre du disque. Une graduation tracée autour du bord divise la longueur du fil en mille parties égales. Un vernier porté par l'alidade permet d'apprécier $\frac{1}{10}$ d'une division. Les précautions les plus minutieuses ont été prises pour rendre le fil bien identique partout, et l'on s'est assuré de ce résultat par des expériences préliminaires. S'il n'en était pas ainsi, il faudrait construire une Table de graduation. Le fil est également préservé du rayonnement extérieur par un rebord de bois placé autour de lui à une faible distance.

Pour appliquer la méthode du pont, il faut quatre résistances. Soient 1 et 2 les deux bobines auxiliaires, qu'on choisit à peu près de même résistance. Elles sont reliées à un même bout du pont sur lequel est placé le galvanomètre et communiquent avec de larges pièces métalliques rattachées aux deux pôles de la pile. Soient 3 et 4 les bobines à comparer, et 4 celle qu'il s'agit particulièrement d'étudier. Elles communiquent aussi respectivement avec les deux pôles de la pile et sont réunies d'autre part aux deux bouts du fil circulaire, toujours par des pièces métalliques de résistance négligeable. Enfin l'axe qui porte l'alidade se rattache à la seconde extrémité du pont de Wheatstone.

Grâce à cette disposition, le fil circulaire est partagé par l'arête du couteau en deux portions qui font respectivement partie des branches 3 et 4. On place l'alidade de façon à amener le galvanomètre au zéro et on lit le vernier. Ensuite on intervertit les communications des bobines 3 et 4; on donne à l'alidade la position convenable et on fait une seconde lecture. La différence des deux résultats mesure la différence de résistance des bobines 3 et 4. On peut opérer en portant la bobine 4 successivement à diverses températures et déterminer la variation moyenne de résistance pour 1°.

Les grandes pièces métalliques qui établissent les communications portent des chevilles de cuivre dont les têtes forment le fond de petits tubes en caoutchouc contenant du mercure. Les gros fils qui terminent chaque bobine portent un collier d'ébonite rattaché à un ressort à boudin. Ce ressort, fixé à la table par son autre extrémité, appuie fortement le bout du fil sur la cheville couverte de mercure, et l'on obtient ainsi un contact parfait. De plus, chaque pièce porte deux chevilles de ce genre dans le voisinage de chacune des bobines à comparer, de sorte que l'interversion des communications se fait très simplement, sans rien déranger.

Pour maintenir la température constante, chaque bobine est plongée dans un vase à double enveloppe. L'espace annulaire compris entre les deux enveloppes est rempli d'une couche d'air isolante. L'espace intérieur est parcouru par un courant d'eau froide, qu'on peut remplacer, pour la bobine 4, par de l'eau à diverses températures.

L'impossibilité de dépasser le vingtième de degré dans l'appréciation des températures ne permet pas d'atteindre l'approximation de $\frac{1}{200000}$ d'ohm que comporte la graduation de l'appareil.

FOUSSEREAU.

W. GRANT. — On induction in telephonic circuits (De l'induction dans les circuits téléphoniques); *Phil. Magazine*, 5e série, t. IX, p. 352; 1880.

Deux circuits passent par deux fils identiques enroulés ensemble sur une même bobine. Ces deux circuits contiennent des télé-

phones, et l'un d'eux traverse en outre une pile et un microphone animé par un mouvement d'horlogerie. Les sons produits s'entendent aussi bien dans le second circuit que dans le premier, et ils sont identiques de part et d'autre.

Les sons se communiquent avec moins d'intensité, mais avec la même hauteur, si l'on remplace la double bobine par deux bobines plates parallèles. Avec la bobine à fil double, le courant est plus fort dans le premier circuit quand le second circuit est fermé que quand il est ouvert. Ce second circuit exerce sur le premier une induction favorable qui contre-balance l'induction contraire du premier sur lui-même.

Quand les deux fils de la double bobine sont disposés dans le même circuit, le son est faible si les deux fils se succèdent dans le même sens, très fort s'ils sont en sens contraires, l'induction du courant sur lui-même étant alors éliminée.

L'introduction dans un circuit secondaire d'un condensateur de capacité modérée a pour effet d'élever la hauteur du son dans le circuit voisin. Le son s'entend alors dans les deux circuits, malgré la discontinuité qui résulte de la présence du condensateur. On obtient un résultat analogue en intercalant une double bobine sans rattacher ensemble les extrémités libres des deux fils.

FOUSSEREAU.

J.-L. HOORWEG. — Thermische Theorie der Electricitätsentwickelung (Théorie thermique du développement de l'électricité); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. XI, p. 133; 1880.

I. Dans un Mémoire précédent [1], l'auteur a énoncé la loi suivante : « Si dans une chaîne fermée de différentes substances la somme des différences électriques n'est pas nulle, il se produit un courant galvanique. » L'auteur se propose de rechercher dans quelles combinaisons ce cas se présente.

Il partage d'abord les corps en deux groupes : 1° ceux dont la conductibilité croît avec la température; 2° ceux dans lesquels la

---

[1] Voir *Journal de Physique*, t. IX, p. 352.

conductibilité décroît lorsque la température s'élève. Les corps du premier groupe, il les appelle *diélectriques*, les corps du second groupe *adiélectriques*, en remarquant toutefois que, pour beaucoup de substances appartenant au premier groupe, la propriété des diélectriques n'a pas été constatée.

Alors voici la loi que l'auteur énonce, sans considérer d'abord la durée du courant : *Il se produit toujours un courant si la chaîne fermée renferme au moins une substance appartenant au premier groupe* (*diélectriques*).

Pour confirmer cette loi, l'auteur entreprend une série de recherches sur les substances diélectriques, à l'aide d'un galvanomètre à miroir de Wiedemann, d'un électromètre à quadrant de Thomson ou encore d'un électromètre capillaire de Lippmann. Entre deux plaques, l'une de cuivre, l'autre de zinc, maintenues à une distance de $\frac{1}{3}$ de millimètre environ, il interpose une couche de stéarine, de paraffine, de spermaceti, de gomme laque, de cire ; ces substances sont d'abord fondues, et il les laisse se solidifier. On peut également interposer une couche d'huile de navette ou bien des substances en poudre fortement comprimées, telles que de la craie, du sulfate de zinc, du sulfate de cuivre, du chlorure de plomb, du charbon, ou encore deux couches superposées, l'une de sulfate de cuivre, l'autre de sulfate de zinc.

Dans tous les cas, M. Hoorweg observe un courant. Il cite encore à l'appui de la loi énoncée les expériences de Jäger, de Bohnenberger et de Münch sur les piles sèches. Les expériences de Sabine (sélénium, eau, platine) prouvent aussi que deux diélectriques peuvent entrer dans la chaîne. Les piles à deux liquides sont dans ce cas.

Dans toutes ces expériences, la force électromotrice n'est jamais égale à la force électromotrice du couple zinc-cuivre ($0^{\text{dll}},8$). L'auteur conclut de là que, *dans le contact des métaux et des isolateurs, de même que dans le contact des corps diélectriques entre eux, il se produit une différence constante et permanente de potentiel.*

II. M. Hoorweg énonce ensuite la loi suivante : *L'électricité développée par le frottement et par la pression a pour cause le*

contact des substances hétérogènes. Le frottement lui-même ne fait que rendre le contact plus intime; il multiplie les points de contact, élève la température des deux corps d'une manière inégale, circonstances qui toutes concourent à rendre l'effet plus grand.

Pour établir cette loi, il fait à l'aide de l'électromètre une série d'expériences sur le soufre, le caoutchouc, la gomme laque, le laiton, la cire à cacheter, la cire, le papier.

1° Il frotte ces substances sur le plateau de *laiton* qui sert de collecteur à l'électroscope, ou bien il les met simplement en contact avec ce plateau : dans les deux cas le signe de la déviation reste le même. Le verre fait seul exception.

2° Il frotte ces substances les unes sur les autres ou les met simplement en contact, puis les approche du collecteur de l'électroscope : la déviation est de même signe dans les deux cas, mais plus grande dans le cas du frottement.

La gomme laque et la cire à cacheter donnaient seules des signes différents. La différence a même disparu pour la cire à cacheter lorsqu'on eut soin de dessécher parfaitement la cage où se faisaient les opérations. Toutefois un frottement très énergique peut produire un autre effet qu'un frottement faible, ce que l'auteur attribue à l'élévation de température.

Les gaz paraissent avoir peu d'influence sur le développement de l'électricité.

III. L'électricité développée par le frottement et par la pression a la même origine thermique que celle des piles galvaniques (1).

L'auteur appuie cette affirmation sur ce que les isolateurs peuvent donner de véritables courants thermo-électriques et qu'ils peuvent présenter l'effet de Peltier.

Il rappelle les expériences de Sabine sur le sélénium, de Marbach et de Friedel sur les sulfures cristallisés de fer et de cobalt, de Gaugain sur la tourmaline.

Lui-même il montre qu'on peut obtenir un courant à l'aide d'une couche d'huile de navette placée entre deux plaques de

(1) *Voir* le Mémoire précédent, *Journal de Physique*, t. IX, p. 352.

cuivre inégalement chauffées : le courant va *du chaud au froid à travers le liquide*.

L'effet de Peltier a pu être manifesté à l'aide d'une couche de sulfate de zinc desséché comprimée entre deux plaques de zinc. En faisant passer un courant à travers ce système, l'électrode positive s'est toujours échauffée plus fortement que l'électrode négative.

IV. Non seulement l'électricité provient de mouvements calorifiques différents dans les soudures de deux substances hétérogènes, mais *cette cause est, d'après l'auteur, complètement suffisante pour expliquer tout développement d'électricité*. Il entre à ce sujet dans une discussion que nous ne reproduirons pas, nous bornant à renvoyer le lecteur au Mémoire original.

E. Bibart.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXII. — Janvier 1881.

O.-J. Broch et H. Sainte-Claire Deville. — *De la règle en forme d'X et en platine iridié pur à 10 pour 100 d'iridium*, p. 120.

5e série. — Tome XXII. — Février 1881.

Walthère Spring. — *Recherches sur la propriété que possèdent les corps de se souder sous l'action de la pression*, p. 170.

THÉORIE DES MACHINES A COURANTS ALTERNATIFS;

PAR M. J. JOUBERT.

J'ai indiqué, dans une Note précédente (¹), les méthodes que j'applique à l'étude des machines magnéto-électriques; je vais donner maintenant les principaux résultats auxquels elles m'ont conduit.

Je rappellerai d'abord que les machines à courants alternatifs, qui toutes se rattachent plus ou moins directement à la machine de Clarke, se composent de deux organes essentiels : l'un, composé d'aimants fixes ou d'électro-aimants, détermine un champ magnétique constant, c'est le système *inducteur;* l'autre, appelé *système induit,* est formé de bobines avec ou sans noyau de fer doux; ces bobines, par suite de leur déplacement dans le champ de l'inducteur, sont le siège des courants d'induction que l'on utilise dans la machine. Quant aux électro-aimants de l'inducteur, ils sont ordinairement animés par une machine à courants continus, indépendante ou montée sur le même arbre, et qu'on appelle *machine excitatrice.*

La théorie élémentaire de ces machines est très simple : pour un déplacement quelconque du système induit par rapport à l'inducteur, la force électromotrice d'induction est proportionnelle à la variation du nombre des lignes de force, ou mieux du flux de force embrassé par le contour total du circuit induit.

Prenons comme exemple la machine de Clarke et supposons qu'une des bobines induites soit vis-à-vis du pôle A; soient S la surface totale comprise par les spires et H l'intensité moyenne du champ dans la région occupée par la bobine; le flux total de force qu'elle comprend a pour valeur SH. Quand la même bobine sera devant le pôle B, il sera — SH, les valeurs de H en A et en B étant égales et de signes contraires. Quand la bobine passera de A en B, la variation totale du flux sera 2SH. La force électromotrice correspondant à ce déplacement aura pour expression ce même produit, et, si R est la résistance du circuit, la quantité d'électricité mise en mouvement est égale à $\frac{2SH}{R}$.

(¹) Voir *Journal de Physique,* t. IX, p. 297.

A chaque instant le courant est proportionnel à la variation du flux; il est maximum entre les deux pôles, où la variation est le plus rapide, nul en A et en B, où pendant un instant très court cette variation est nulle. Dans la seconde moitié du parcours de B en A, la même succession se reproduit, mais en sens contraire.

Si cette théorie élémentaire était complète, la loi de l'intensité à chaque instant serait la loi d'Ohm et le changement de sens du courant se ferait exactement vis-à-vis des pôles. L'expérience montre qu'il n'en est point ainsi.

Mes recherches ont porté principalement sur la machine à courants alternatifs de Siemens. J'ai dit, dans ma précédente Communication, que l'intensité du champ et celle du courant à chaque instant suivent exactement, dans cette machine, la loi des sinus, mais que les deux sinusoïdes présentent l'une par rapport à l'autre une différence de phase variable avec la vitesse de rotation et la résistance du circuit.

La question la plus importante au point de vue pratique est la loi de variation de l'intensité moyenne avec la résistance. Cette intensité moyenne est la racine carrée de la moyenne des carrés des intensités à chaque instant. C'est elle que donne l'électromètre, employé comme il a été dit précédemment.

Des expériences nombreuses, faites avec des résistances variant de quelques ohms jusqu'à 100 et avec des vitesses allant de 100 à 1200 tours par minute, m'ont montré que cette intensité moyenne satisfait exactement à la relation

$$(1) \qquad I = \frac{e}{(R^2 + a^2)^{\frac{1}{2}}},$$

dans laquelle R est la résistance totale du circuit, a une constante qui ne dépend que de la vitesse et lui est proportionnelle, enfin e une autre constante égale au quotient par $\sqrt{2}$ de la force électromotrice maxima de la machine en circuit ouvert ([1]).

([1]) Grâce à l'interrupteur décrit précédemment, et qui me permet de saisir le phénomène à étudier à un instant quelconque de sa phase, j'ai pu mesurer la force électromotrice de la machine en circuit ouvert. Il suffit de mettre une des extrémités du

La simplicité de ce résultat et la concordance parfaite de la formule avec les expériences m'ont fait penser que j'étais en présence, non pas seulement d'une formule empirique, mais de l'expression même de la loi du phénomène. J'ai donc cherché à retrouver cette formule par la théorie.

Supposons la machine à l'état de mouvement uniforme. Soient, à un instant donné, E la valeur de la force électromotrice due au champ primitif et i l'intensité du courant. Le travail électrodynamique pendant le temps dt est égal à $E\,i\,dt$, et ce travail, si le courant ne produit dans le circuit aucun travail mécanique, chimique ou lumineux, doit se retrouver tout entier dans le travail calorifique du courant $i^2 R\,dt$ et dans le travail des forces électromotrices inverses qui naissent des réactions des diverses parties de la machine. L'expérience montre que les réactions sur les électro-aimants inducteurs sont négligeables. Les réactions se réduisent donc à l'induction du circuit induit sur lui-même. Si l'on représente par U le flux de force émanant du système induit quand il est traversé par l'unité de courant, c'est-à-dire le coefficient de *self-induction*, et par di la variation de l'intensité pendant le temps dt, pendant le même temps la variation du flux de force, et, par suite, la force électromotrice, sera $U\,di$, et le travail correspondant aura pour valeur $U\,i\,di$. On aura donc, pour l'équation qui exprime que l'énergie s'est conservée,

$$E\,i\,dt = i^2 R\,dt + U\,i\,\frac{di}{dt}\,dt,$$

ou, en divisant par i et par dt,

$$E = iR + U\,\frac{di}{dt}, \tag{2}$$

équation dans laquelle il faut prendre $E = E_0 \sin 2\pi\,\frac{t}{T}$, T étant la durée de la période.

En posant

$$\operatorname{tang} 2\pi\varphi = \frac{2\pi}{T}\,\frac{U}{R}, \tag{3}$$

---

circuit en communication avec le sol et l'autre, par l'intermédiaire de l'interrupteur, en communication avec le plateau du *portable electrometer* de Thomson.

l'intégrale de l'équation (2) peut s'écrire

$$i = \frac{E_0}{\left(R^2 + \frac{4\pi^2 U^2}{T^2}\right)^{\frac{1}{2}}} \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \varphi\right) = A \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \varphi\right),$$

la constante étant déterminée par la condition que $t = \varphi T$ quand l'intensité est nulle. L'intensité du courant à chaque instant est donc représentée par une sinusoïde dont A est l'amplitude et φ la phase.

On déduit de là pour l'intensité moyenne

$$(4) \qquad I = \frac{\frac{E_0}{\sqrt{2}}}{\left(R^2 + \frac{4\pi^2 U^2}{T^2}\right)^{\frac{1}{2}}},$$

formule qui coïncide avec celle que m'avait donnée l'expérience.

L'expérience montre que E_0 varie proportionnellement à l'intensité du champ et à la vitesse. Si l'on appelle e_0 la valeur maximum de la force électromotrice quand, pour une intensité donnée du champ, la vitesse est de 1 tour par seconde, et qu'il y ait n périodes par tour,

$$E_0 = \frac{e_0}{nT},$$

et la formule de l'intensité devient

$$(4) \qquad I = \frac{e_0}{n\sqrt{2}(R^2T^2 + 4\pi^2 U^2)^{\frac{1}{2}}}.$$

La discussion de cette formule va nous conduire à quelques remarques intéressantes.

Le travail électrodynamique total de la machine a pour expression

$$W = RI^2 = \frac{Re_0^2}{2n^2(R^2T^2 + 4\pi^2 U^2)}.$$

Cette expression tend vers zéro quand la résistance augmente indéfiniment et devient nulle quand le circuit est ouvert ; l'expérience montre en effet que dans ce cas on n'a d'autre travail à

vaincre que celui des résistances passives ([1]). Mais, contrairement à ce qui se passe avec une pile, le maximum ne correspond pas à une résistance extérieure nulle. Le travail croît d'abord quand la résistance augmente et passe par un maximum qui correspond à l'équation

$$R = a = \frac{2\pi U}{T}.$$

L'équation de la phase donne alors

$$\operatorname{tang} 2\pi\varphi = 1 \quad \text{ou} \quad \varphi_m = \frac{1}{8}.$$

Le retard est égal au quart de l'intervalle qui sépare deux pôles consécutifs de signes contraires. Pour $R = \infty$, ce retard est nul; quand R ou T décroît indéfiniment, φ tend vers la valeur $\frac{1}{4}$; autrement dit, le retard tend à devenir égal à la moitié de l'intervalle qui sépare les deux pôles consécutifs.

L'équation (4) montre que l'intensité ne croît pas indéfiniment avec la vitesse, mais qu'elle tend vers une valeur limite

$$I_0 = \frac{e_0}{n\sqrt{2} \cdot 2\pi U};$$

celle qui correspond au travail maximum est

$$I_m = \frac{e_0}{4n\pi U};$$

par suite,

$$\frac{I_m}{I_0} = \frac{1}{\sqrt{2}}.$$

On voit que, si l'on fait $RT = \text{const.}$, I est constant; par suite, on peut toujours, quelle que soit la résistance du circuit, avec une vitesse convenable, obtenir une intensité donnée inférieure au maximum. En particulier, on peut toujours obtenir l'intensité qui correspond au maximum de travail.

L'intensité du champ et la vitesse sont deux éléments pour ainsi dire extérieurs à la machine; il en est trois autres qui tiennent

---

([1]) Il n'en est pas de même si le système mobile dans le champ magnétique renferme des pièces métalliques, et en particulier des masses de fer doux.

à sa constitution même : la force électromotrice, la résistance intérieure et le coefficient de *self-induction*.

J'ai déjà dit que l'expérience montrait que la force électromotrice est rigoureusement proportionnelle à la vitesse et à l'intensité du champ ; j'ajoute que dans cette classe de machines la force électromotrice est très grande : c'est là un de leurs caractères distinctifs. Par exemple, la machine Siemens dont je me suis servi, marchant à la vitesse normale de 720 tours et avec une intensité de 20 webers pour le courant inducteur, a une force électromotrice qui atteint 500 volts au moment du maximum et dont la valeur moyenne est de 350 volts. Avec une vitesse de 1500 tours et un courant excitateur de 30 webers, elle a une force électromotrice moyenne de 1000 volts, la valeur du maximum étant de 1500.

Ce fait explique comment les machines à courants alternatifs sont particulièrement propres à la division de la lumière électrique.

La plupart des machines à courants continus n'ont qu'une force électromotrice beaucoup plus faible. Les machines Gramme ordinaires (type d'atelier) ont une force électromotrice d'environ 80 volts.

Relativement aux deux autres constantes, considérons deux cas extrêmes, ceux où chacun des termes du dénominateur est négligeable devant l'autre. Si le terme $2\pi U$ est négligeable devant RT, la machine suit à très peu près la loi d'Ohm ; elle se comporte comme une pile dont on pourrait à volonté faire varier la force électromotrice sans changer en même temps la résistance intérieure. C'est l'état vers lequel tend la machine quand la résistance extérieure augmente indéfiniment.

Supposons au contraire le terme RT négligeable devant $2\pi U$; dans certaines limites, l'intensité sera peu influencée par les variations de R. Ce cas est celui dont se rapprochent les machines dans les conditions où elles fonctionnent ordinairement. La vitesse est toujours très grande et la résistance extérieure médiocre. Dans ces conditions, la résistance intérieure de la machine, en tant que résistance, n'a qu'une influence tout à fait secondaire.

Les deux constantes e_0 et U sont les véritables *caractéristiques* de cette classe de machines. En général, on ne peut modifier l'une sans modifier l'autre en même temps ; mais le rapport de ces deux

quantités peut varier d'une manière pour ainsi dire arbitraire. Quand le terme $2\pi U$ est prépondérant dans le dénominateur, les variations de U ont une influence énorme sur l'intensité.

La formule permet d'ailleurs, dans chaque cas particulier, de répondre aux diverses questions que soulève la pratique, qu'il s'agisse soit du groupement des bobines, soit de la longueur ou du diamètre du fil qui doit garnir chacune d'elles.

SUR LA RADIOPHONIE

(2e MÉMOIRE);

PAR M. E. MERCADIER.

Dans un premier Mémoire, inséré dans ce Journal (1), j'ai montré : 1° que les effets sonores résultant de l'action d'une radiation intermittente sur des lames minces d'un *corps solide*, et que M. G. Bell attribuait à une transformation d'énergie lumineuse, étaient réellement le résultat d'une transformation d'énergie *thermique*; 2° que l'intensité de ces effets dépendait principalement *de la nature de la surface* du récepteur et qu'elle était singulièrement augmentée quand cette surface était recouverte de substances, telles que le noir de fumée, le noir de platine, le bitume de Judée, etc., qui absorbent beaucoup la chaleur rayonnante.

Il résultait de cette première étude que la *substance* où s'opérait la transformation était la couche de gaz adhérente à la surface des récepteurs. Mais il me restait : [I] à démontrer ce point plus nettement; [II] à en expliquer le *mécanisme;* [III] à faire d'une manière analogue l'étude des liquides et des gaz considérés comme récepteurs de radiations intermittentes.

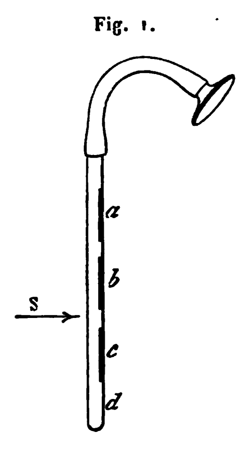
Telles sont les nouvelles recherches dont je me propose d'indiquer ici les principaux résultats.

I. D'abord *la substance où se produit la vibration est bien la couche d'air en contact avec les parois des récepteurs.*

(1) *Journal de Physique,* t. X, p. 53 (1881); *Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* t. XCI, p. 929 et 982 (1880).

Pour le démontrer, j'ai changé la disposition de mes récepteurs ([1]). Je les ai formés (*fig.* 1) d'un tube de verre T, bouché

Fig. 1.



ou non à une extrémité, communiquant par l'autre avec un petit cornet acoustique par l'intermédiaire d'un tube en caoutchouc aussi court que possible.

On peut alors faire tomber sur ces tubes le faisceau radiant S, concentré ou non à l'aide d'un système optique avant son passage à travers les ouvertures de la roue interruptrice décrite précédemment ([2]). On peut d'ailleurs boucher l'extrémité inférieure du tube, et même fermer l'extrémité supérieure, où se trouve ajusté le tube en caoutchouc, avec une lame mince de verre ou de mica, ce qui ne fait qu'affaiblir un peu les sons produits, mais qui présente l'avantage de pouvoir *enfermer* dans le tube des liquides et des gaz ou des vapeurs.

On enfume la partie *intérieure* du haut du tube sur une moitié seulement, en *a*. Si alors on présente la partie inférieure *d* non enfumée à la radiation intermittente S, on n'entend, même avec la lumière oxyhydrique, que des sons assez faibles. Mais, si l'on présente à la radiation la partie enfumée *a*, de façon qu'elle traverse d'abord la portion transparente du tube, on entend des sons très intenses, la couche d'air adhérente au noir de fumée étant forte-

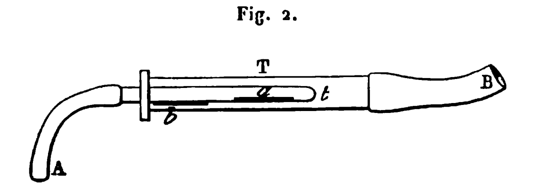
([1]) Voir *Journal de Physique*, p. 57.
([2]) *Ibid.*, t. X, p. 56.

ment échauffée par suite de l'absorption par cette substance de la chaleur rayonnante.

Au lieu d'enfumer l'intérieur du tube, ce qui présente quelques difficultés, on peut y introduire un demi-cylindre d'une substance à peu près *quelconque* enfumée, papier, mica, cuivre, zinc, platine, aluminium, etc. En les superposant dans le tube (*fig.* 1) en *c*, *b*, *a*, ..., on reconnaît qu'elles produisent des sons dont l'intensité, d'ailleurs considérable, varie très peu avec leur nature; elle croît jusqu'à une certaine limite avec l'épaisseur de la couche de noir de fumée déposée sur le verre. C'est donc principalement l'air condensé par le noir de fumée qui vibre.

Une autre preuve de ce fait résulte de ce que, si la couche enfumée est *extérieure* au tube, elle est sans influence sensible sur les effets produits. On le démontre nettement à l'aide de l'expérience suivante. Un premier tube *t* bouché renferme *intérieurement* un demi-cylindre de mica enfumé *a*; *extérieurement* et le long des mêmes génératrices, en *b*, il est enfumé. Il communique avec un cornet acoustique A par un tube en caoutchouc, fixé, à l'aide d'un bouchon, à l'intérieur d'un tube plus large T aboutissant à un autre

Fig. 2.



cornet B. Lorsqu'on expose la partie *a* aux radiations intermittentes, on entend des sons intenses en A et rien en B : c'est l'air intérieur de *t* qui vibre. Si l'on éclaire la partie *b*, on n'entend rien en A et on entend en B : c'est l'air *extérieur* à *t* qui vibre.

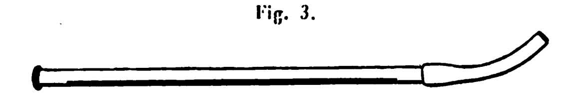
Du reste, on peut dire que toute substance susceptible de condenser de l'air à sa surface produit des sons plus intenses que l'air seul : on le voit aisément en introduisant dans un tube des morceaux de fusain, de bois, de drap, de papier buvard, etc. On s'explique maintenant sans difficulté le rôle de ces substances.

En m'appuyant sur ces propriétés, j'ai pu construire très simplement des récepteurs *thermosonores* très sensibles. Il m'a suffi de prendre des tubes à essais en verre mince, de $0^{m},05$ de longueur

sur $0^m,006$ ou $0^m,007$ de diamètre, contenant une petite plaque de mica ou de clinquant de cuivre enfumé : ils produisent des sons perceptibles sans aucune difficulté sous l'influence des radiations les plus faibles au point de vue lumineux, comme celles du gaz, d'une lampe à huile, d'une bougie, d'une lampe à alcool, d'un morceau de bois ou de charbon rouge, d'une plaque de cuivre chauffée à 300°.

On peut même réduire beaucoup le diamètre de ces récepteurs sans diminuer notablement leur sensibilité. La *fig.* 3 représente en

Fig. 3.



vraie grandeur un appareil de ce genre, bouché à une extrémité avec un peu de cire à cacheter, et qui constitue ce qu'on pourrait appeler par analogie un *récepteur thermophonique linéaire*. Ce récepteur permet d'explorer un spectre comme avec une pile thermo-électrique linéaire et de répéter, en la précisant, l'expérience décrite à la page 65 de ce Volume.

A cet effet, j'interpose une fente de $0^m,002$ de largeur entre les rayons dispersés par le prisme et la lentille cylindrique qui les concentre sur la roue interruptrice, ou même je supprime cette lentille. Dans des spectres de $0^m,035$ à $0^m,040$ de longueur obtenus avec la lumière solaire, la lumière électrique et la lumière oxyhydrique, la partie active s'étend de l'orangé à l'infra-rouge, jusqu'à une distance de la limite du rouge visible égale au moins au quart de la longueur du spectre. Le maximum d'effet se produit dans l'infra-rouge.

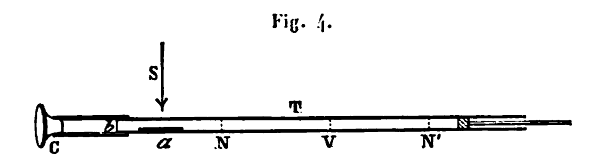
Quand on se sert de la lumière oxyhydrique et de la lumière électrique, on obtient des effets sonores assez énergiques, car, en remplaçant le cornet acoustique par un cône renforçant en papier ou en métal, on peut entendre les sons de la lumière oxyhydrique à 1^m ou 2^m de distance, et ceux que produit la lumière électrique à 8^m ou 10^m, dans une salle où règne un silence complet.

Il est à remarquer que *certains* sons seulement, parmi les sons de hauteur variable qui résultent de la variation de vitesse de la roue interruptrice, peuvent être ainsi renforcés. L'explication de cette particularité résultera nettement de ce qui suit.

II. On peut exprimer ainsi le *mécanisme* de la transformation thermophonique : *La couche d'air condensée sur les parois des récepteurs, surtout quand ils sont enfumés ou recouverts d'une substance très absorbante pour la chaleur, est alternativement échauffée et refroidie par les radiations intermittentes; il en résulte des dilatations et condensations périodiques et régulières, d'où un mouvement vibratoire communiqué aux couches gazeuses voisines, qui, d'ailleurs, peuvent vibrer directement sous la même influence.*

La conséquence immédiate qui en résulte est que des récepteurs du genre de ceux qu'on vient de décrire, convenablement allongés, doivent constituer de véritables tuyaux *thermophoniques* ou, si l'on veut, *thermosonores,* mis en vibration par une radiation thermique intermittente. Pour le démontrer, on prend un long tube en verre T (*fig.* 4), dans lequel peut se mouvoir un piston à l'aide d'une

Fig. 4.



tige. A l'extrémité du tube on place, à l'intérieur, un morceau de mica enfumé *a* : on laisse cette extrémité ouverte ou bien on la bouche avec une lame de verre ou de mica en *b*, et l'on y ajuste, par l'intermédiaire d'un tube en caoutchouc ou en métal, un cornet acoustique C.

On fait tomber en *a* le faisceau radiant intermittent S, on place le piston en *a* et on écoute en C. On entend un son comme dans les récepteurs beaucoup plus courts. On maintient constante la vitesse de la roue interruptrice, et par suite la hauteur du son produit. En retirant alors graduellement le piston, l'intensité du son éprouve des variations périodiques qui vont jusqu'à l'extinction en des points N, N', ..., avec des maxima en *a*, V, ... On obtient ainsi des nœuds et des ventres, absolument comme dans un tuyau sonore qui serait percé d'une ouverture dans le plan *a*, par laquelle arriverait un courant d'air.

Si l'on change la vitesse de la roue interruptrice, en la maintenant constante quand elle a atteint une nouvelle valeur, on reproduit

la même expérience : la distance seule entre deux nœuds consécutifs N, N′ change.

On a donc bien là un tuyau sonore susceptible de rendre tous les sons qu'on peut produire en changeant la vitesse de la roue interruptrice, c'est-à-dire la période d'intermittence de la radiation thermique, cause déterminante des vibrations.

Il en résulte la possibilité de répéter avec ces tuyaux les expériences de Dulong relatives à la mesure de la vitesse du son dans l'air et les gaz. Je me suis assuré sommairement de cette possibilité à l'aide d'un appareil grossièrement constitué, et je pense que des déterminations de ce genre pourront présenter une assez grande exactitude : 1° à cause de la facilité d'enfermer dans ces tuyaux des gaz à une pression et à une température constantes, puisque ce n'est pas le courant de gaz lui-même qui produit l'ébranlement; 2° parce qu'il n'y a pas à l'orifice les perturbations qui existent dans les tuyaux ordinaires. Je construis un appareil pour effectuer ces déterminations.

D'autre part, connaissant la longueur d'onde d'un son donné dans l'air, on peut déterminer les longueurs de tuyaux de raccordement les plus convenables pour qu'en reliant entre eux plusieurs tubes récepteurs semblables à ceux qu'on vient de décrire on puisse, en les exposant *simultanément* à l'action de plusieurs sources radiantes identiques, renforcer les effets produits. On peut former ainsi des sortes de *piles thermophoniques* avec des éléments disposés *en surface* ou *en série*. Je reviendrai plus tard sur ces dispositions.

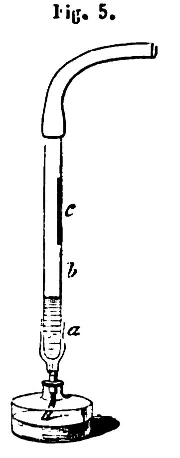
III. Il restait à étudier au point de vue radiophonique les gaz autres que l'air, les vapeurs et les liquides.

Cette étude est facile à l'aide des tubes récepteurs en verre. D'abord, en versant une couche de quelques centimètres d'eau au fond d'un de ces tubes (*fig.* 5) et en introduisant à la partie supérieure un demi-cylindre de mica enfumé, on peut exposer aux radiations intermittentes successivement le liquide et l'air chargé de vapeur d'eau au-dessous et en face de la partie enfumée.

On constate ainsi que les radiations traversant l'eau en *a* ne produisent pas d'effet sonore sensible, qu'en traversant l'air humide immédiatement au-dessus de l'eau et dans la partie transparente *b*

du tube les effets sonores sont très faibles, mais deviennent d'autant plus intenses que l'air est plus saturé de vapeur d'eau, ce qu'on obtient en chauffant le liquide avec une lampe à alcool. Enfin, en traversant l'air humide de la partie supérieure du tube *c*, où se trouve un demi-cylindre de clinquant enfumé, les radiations produisent les mêmes effets, mais avec une intensité beaucoup plus grande.

Fig. 5.



J'ai obtenu les mêmes résultats avec l'éther sulfurique et l'ammoniaque.

J'en étais là de ces recherches quand j'appris que M. Tyndall avait fait l'étude complète des gaz et des vapeurs à ce point de vue ([1]). Personne n'était plus en état de les exécuter que le savant physicien à qui nous devons de si beaux travaux sur l'absorption de la chaleur rayonnante par les gaz et les vapeurs. M. Tyndall a constaté principalement que les effets sonores produits par les gaz et les vapeurs enfermés dans des ballons en verre étaient *d'autant plus intenses que ces substances absorbaient mieux les radiations calorifiques,* et il est parvenu, comme je l'avais fait moi-même, à produire ces effets avec des radiations calorifiques *obscures*. Après ces recherches très complètes, je crois qu'on peut considérer comme élucidée la question de la transformation d'énergie radiante en énergie sonore dans le cas des récepteurs considérés.

([1]) *Voir* ci-après, p. 165.

J'ajouterai seulement, comme dernière remarque, qu'on obtient ici des effets relativement très intenses et par des moyens en apparence bien disproportionnés. Ainsi, par exemple, avec la roue interruptrice dont je me sers, et à laquelle j'ai pu donner une vitesse de 30 tours par seconde, on peut obtenir des sons correspondant à 2400 vibrations doubles par seconde, et il en résulte, en tenant compte des parties pleines de la roue, égales en largeur aux parties transparentes, que chaque effet thermique ne dure qu'environ $0^s,0002$: nouvelle preuve de la puissance qu'on peut obtenir avec une cause extrêmement petite, mais qui agit *périodiquement* avec une grande rapidité.

APPLICATION DES FRANGES DE TALBOT A LA DÉTERMINATION DES INDICES DE RÉFRACTION DES LIQUIDES;

Par M. HURION.

Dans un travail récent ([1]), M. Mascart a montré tout le parti qu'on pouvait tirer du phénomène des franges de Talbot pour la mesure des indices de réfraction des corps gazeux. Le *Journal de Physique* ([2]) contient un article dans lequel, après avoir donné la théorie du phénomène, le même physicien indique comment on pourrait l'utiliser pour déterminer la différence entre l'indice de réfraction d'un solide et l'indice de réfraction d'un liquide. J'ai moi-même ([3]) mesuré, à l'aide des franges de Talbot, la différence des indices de réfraction de deux liquides; mais, à ma connaissance du moins, on n'a pas encore employé ces franges à la détermination directe de l'indice de réfraction d'un liquide.

J'ai donc cherché à résoudre ce problème, et j'ai rendu verticaux les deux faisceaux interférents, de manière que chacun d'eux traverse l'une des moitiés d'une cuve à deux compartiments dont le fond est constitué par une glace à faces parallèles. Si le niveau du liquide soumis à l'expérience est le même des deux côtés et si

---

([1]) *Annales scientifiques de l'École Normale*, 2e série, t. VI, p. 9.
([2]) *Journal de Physique*, t. I, p. 177.
([3]) *Annales scientifiques de l'École Normale*, 2e série, t. VI, p. 406.

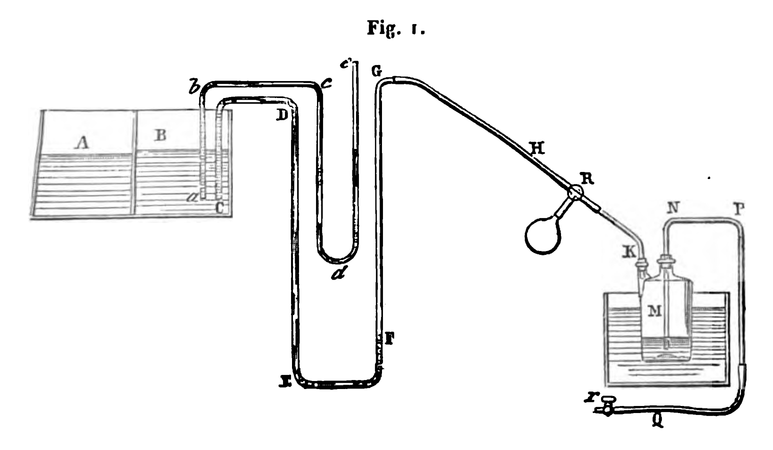
les deux faisceaux donnaient d'abord des franges, l'interposition de la cuve ne modifiera pas sensiblement le phénomène. Vient-on maintenant à faire varier lentement le niveau dans l'un des compartiments, on voit les franges se déplacer dans le champ de la lunette d'observation. D'ailleurs, si l'on désigne par ε la variation de niveau du liquide et par f le nombre de franges qui ont passé sur un point du champ correspondant à une lumière de longueur d'onde λ, on a

$$\varepsilon(m-1)=f\lambda.$$

La lettre m représente l'indice de réfraction du liquide pour la lumière de longueur d'onde λ. On n'aura pas à tenir compte de l'effet produit par la glace, comme cela aurait lieu si l'on opérait en inclinant une cuve renfermant le liquide à étudier sur le trajet de l'un des faisceaux interférents, ce qui produirait une variation de retard optique.

Pour obtenir une dénivellation lente et régulière dans l'un des compartiments de la cuve, je me suis arrêté au dispositif suivant.

Fig. 1.



Dans l'un des compartiments B de la cuve AB, plonge un tube deux fois recourbé CDEFG. La partie FG communique, par un tube de caoutchouc, avec l'une des branches d'un robinet de verre à trois voies. La seconde branche du robinet est en rapport avec une poire de caoutchouc S, et la troisième est reliée à un tube K, traversant l'une des tubulures d'un flacon M plongé dans un bain liquide. Ce flacon renferme une petite quantité d'eau, et une sorte

de siphon NPQ, communiquant avec un robinet r mis à portée de l'expérimentateur, permet de faire écouler lentement l'eau du flacon.

Pour procéder à une expérience, on presse la poire S, que l'on met en communication avec le flacon M et le tube FG. L'air est légèrement comprimé, le niveau du liquide descend en F dans le tube GF, tandis qu'il monte légèrement dans le compartiment B. On tourne alors de 180° le robinet R, de façon à isoler la poire S du reste de l'appareil. On s'assure qu'on voit dans le champ des franges bien nettes et que le niveau en F est stationnaire; puis on relève au cathétomètre la position de ce niveau. A ce moment, l'observateur agit doucement sur le robinet r, l'eau s'écoule du flacon, la pression de l'air diminue, le niveau monte en F et baisse dans le compartiment B. Avec un peu d'habitude, on arrive à obtenir un écoulement régulier, et les franges se déplacent dans le champ d'un mouvement uniforme. On compte le nombre de franges qui passent sous le fil du réticule de la lunette, pointée sur une raie connue. Quand on juge que ce nombre est suffisant, on ferme le robinet r, et l'on relève au cathétomètre la nouvelle position du niveau dans le tube FG. On a ainsi déterminé le nombre f et la variation h de niveau dans le tube. Or, cette variation est proportionnelle à la diminution de hauteur ε dans le compartiment B. Par suite, le rapport $\frac{f}{h}$ doit être constant.

Voici, comme exemple, les nombres obtenus en opérant sur l'eau et pointant la raie D :

f.	h.	$\frac{f}{h}$.
	mm	
60	29,40	2,04
99	48,80	2,03
72	35,44	2,03

Le rapport est bien constant. Comme on a d'ailleurs $h = k\varepsilon$, il en résulte l'équation

$$m - 1 = \frac{f}{h} k\lambda.$$

Il reste, pour calculer l'indice, à déterminer le rapport k. C'est à cela que sert le tube additionnel *abcde*, qui s'ouvre librement dans l'air et constitue avec le compartiment B un système de

vases communicants. On repère au cathétomètre la position du niveau dans chacun des tubes CDEFG et *abcde*; puis, à l'aide de la poire de caoutchouc, on produit une variation de niveau sensible dans le compartiment B, et par suite dans le tube *abcde*. On relève la nouvelle position des niveaux, ce qui permet de déterminer k. On trouve ainsi

$$k = 278 \text{ en moyenne.}$$

Dès lors il vient, en prenant pour λ la valeur $0^{mm},000589$,

$$m - 1 = 2,035 \times 278 \times 0,000589 = 0,3325,$$
$$m = 1,3325.$$

On voit qu'on peut, de cette manière, déterminer l'indice de réfraction d'un liquide.

Il me reste à dire quelques mots du système optique employé. La lumière, sortant d'un collimateur à fente dont l'axe est horizontal, tombe sur l'une des faces d'un prisme à réflexion totale qui rend le faisceau lumineux vertical. L'une des moitiés du faisceau rencontre alors un parallélépipède de verre, dont les arêtes sont horizontales et dont la section droite est un parallélogramme ayant deux angles égaux à 45°. Cette moitié du faisceau subit, dans un même plan, deux réflexions totales sous un angle de 45°. Elle se trouve ainsi ramenée à sa direction primitive, mais s'est déplacée latéralement d'une certaine quantité. Chacun des faisceaux partiels traverse alors l'un des compartiments de la cuve. Le faisceau qui n'a point subi de déplacement tombe ensuite sur un second parallélépipède, qui le ramène au contact de l'autre faisceau.

Un second prisme à réflexion totale rend alors la lumière horizontale, en sorte qu'il suffit de disposer sur le trajet une fente verticale et un prisme, puis de regarder avec une lunette astronomique, pour voir un spectre sillonné de bandes noires d'interférence.

Les parallélépipèdes employés, construits par M. Laurent, étaient analogues à ceux décrits par M. Mascart [1] et donnaient un écart de $0^{m},06$ entre les deux faisceaux. Il est nécessaire, en effet, d'ob-

---

[1] *Journal de Physique*, t. III, p. 311.

tenir un écart un peu notable, sans quoi la lumière traverserait chaque compartiment de la cuve, dans le voisinage de la cloison médiane. La déformation de la surface libre du liquide provenant des actions capillaires empêcherait la production des franges.

La méthode expérimentale que je viens de décrire permettrait, je pense, de déterminer les indices de réfraction des liquides trop peu transparents pour qu'on puisse les étudier par la méthode du prisme. Je me propose de mesurer la dispersion de ces sortes de solutions.

APPAREIL POUR PROJETER LES IMAGES A UNE DISTANCE QUELCONQUE AVEC UN GROSSISSEMENT VARIABLE;

Par M. A. CROVA.

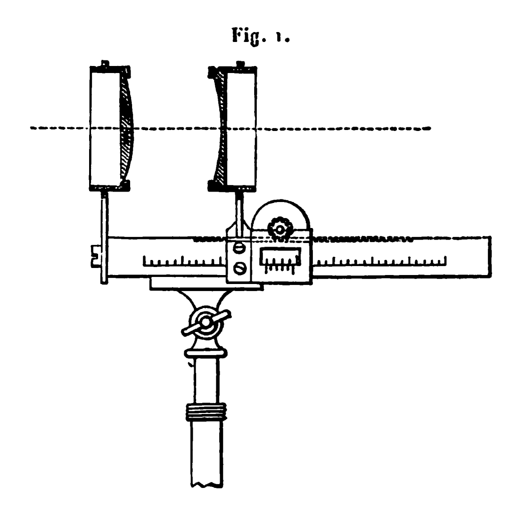
Il est souvent difficile de projeter sur un écran l'image d'un objet avec un grossissement déterminé; le plus souvent, l'écran est fixe, ainsi que l'objet à projeter, et il est nécessaire de faire usage d'appareils de projection de grossissements différents selon les exigences des expériences.

Il est facile d'obtenir un grossissement variable à volonté, à une distance quelconque, en disposant entre l'objet et l'écran fixes un appareil de projection formé de deux lentilles, l'une convergente, l'autre divergente, de même distance focale, que l'on peut éloigner à volonté l'une de l'autre; ce système est équivalent à une seule lentille de grossissement variable que l'on peut déplacer le long de la ligne qui joint les deux points fixes considérés, de manière à obtenir une projection de grandeur déterminée. L'appareil dont je me sers dans ce but a été construit en 1879 par M. Duboscq, sur mes indications; je crois qu'il pourra rendre d'utiles services dans les Cours.

Il se compose (*fig.* 1) d'une lentille plan-convexe de $0^m,15$ de distance focale principale, fixée sur une lunette, à l'extrémité d'un banc horizontal en laiton, le long duquel peut se mouvoir au moyen d'une crémaillère une lentille plan-concave de même foyer; une graduation gravée sur le banc donne la distance des centres optiques des deux lentilles, dont les courbures sont en regard l'une de l'autre,

de manière que la lentille divergente soit au zéro lorsque les deux lentilles sont au contact et leurs centres optiques en coïncidence. Le système de ces deux lentilles constitue ainsi un milieu à faces parallèles dont la distance focale est infinie.

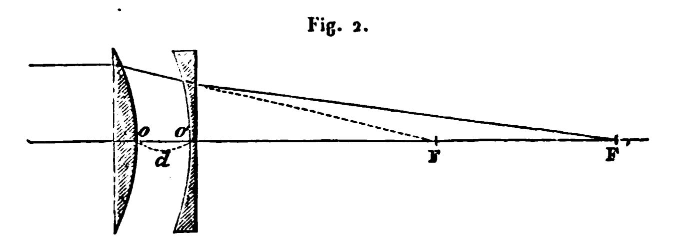
Fig. 1.



Si l'on écarte graduellement les deux lentilles l'une de l'autre, jusqu'à rendre leur distance égale à la distance focale principale de la lentille convergente, la distance focale du système diminue depuis l'infini jusqu'à un minimum égal à la distance focale principale de la lentille convergente; la distance croissant au delà de cette limite, le foyer devient virtuel.

Soient O (*fig.* 2) le centre optique de la lentille convergente et

Fig. 2.



OF $= f$ son foyer principal, O' le centre optique de la lentille divergente et d la distance des deux centres optiques.

La lentille O, recevant un faisceau parallèle, donnerait en F une image réelle; la lentille divergente placée à une distance O'F $= f - d$

donne une image réelle de ce point considéré comme un objet virtuel. La formule des lentilles divergentes donne

$$-\frac{1}{f-d}+\frac{1}{p'}=-\frac{1}{f},$$

d'où

$$p'=f\frac{f-d}{d},$$

en appelant p' la distance du foyer réel F′ au centre optique O′ de la lentille divergente.

Pour $d=0$, $p'=\infty$; pour $d=f$, $p'=0$; d étant $>f$, p' est négatif et égal à $-f\frac{d-f}{d}$.

Un calcul analogue donnerait la position de l'image quand l'objet est à une distance connue de la lentille convergente.

On peut ainsi placer l'appareil de projection en un grand nombre de points différents de la ligne qui joint l'objet à l'écran et, en écartant convenablement les deux lentilles, obtenir une projection de grossissement variable entre des limites très écartées.

L'emploi de lentilles simples donne lieu à des aberrations qui diminuent la netteté de la projection ; il est facile de remédier à cet inconvénient en leur substituant des lentilles achromatiques.

Pour projeter l'image d'un objet, on dirige sur lui l'axe du faisceau de la lanterne de projection, rendu parallèle, convergent ou divergent selon la grandeur de l'objet, de manière à comprendre dans sa section l'objet à projeter et à couvrir la lentille convergente; un déplacement convenable de la lentille divergente donne une projection nette sur l'écran placé à une distance quelconque.

PILE VOLTAÏQUE ÉNERGIQUE ET CONSTANTE, FOURNISSANT DES RÉSIDUS SUSCEPTIBLES D'ÊTRE RÉGÉNÉRÉS PAR ÉLECTROLYSE;

Par M. ÉMILE REYNIER.

Le zinc de cette pile plonge dans une solution de soude caustique ; l'électrode négative, qui est en cuivre, est dépolarisée par

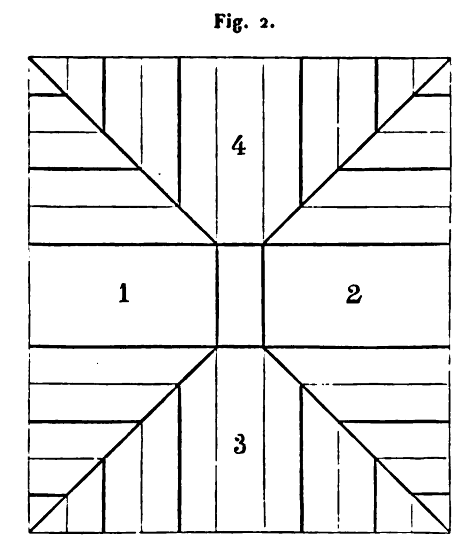
une dissolution de sulfate de cuivre, séparée de la liqueur alcaline par une cloison perméable. Le couple ainsi constitué est constant; sa force électromotrice est assez élevée : $1^{volt},3$ à $1^{volt},5$, selon la concentration des liqueurs.

Les solutions de soude et de sulfate de cuivre ont une conductibilité médiocre; j'ai diminué leur résistance par l'addition de sels convenablement choisis. D'autre part, j'ai notablement réduit la résistance de la cloison poreuse en adoptant pour sa fabrication le papier parcheminé, déjà utilisé dans le même but par M. F. Carré (¹).

Je superpose plusieurs feuilles de ce papier pour modérer sa perméabilité, et je fais mes vases poreux en forme de prismes rectangulaires aplatis, afin de donner aux électrodes des surfaces efficaces relativement grandes.

Fig. 1.

Fig. 2.



Ces vases prismatiques sont obtenus, sans collage ni couture, par le procédé suivant : au milieu de la feuille de papier parcheminé devant servir à la construction du vase, on trace la base du prisme; à chacun des côtés de ce polygone et à une distance égale à la hauteur du vase, on mène des parallèles dont l'ensemble forme

(¹) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXVI, p. 612.

un polygone plus grand, que l'on découpe. Ensuite on forme le vase en plissant les portions du septum placées en dehors du développement géométrique, les plis étant appliqués et agrafés sur celles des faces du vase qui doivent être peu ou point perméables.

La *fig.* 1 représente en perspective le vase poreux rectangulaire; la *fig.* 2 le montre développé et étalé sur le plan de sa base, les plis creux étant indiqués par des traits forts et les plis saillants par des traits fins.

Ce moyen de fabrication est applicable à des récipients prismatiques de base quelconque. Par exemple, un vase octogonal (*fig.* 3) serait obtenu au moyen du développement tracé *fig.* 4.

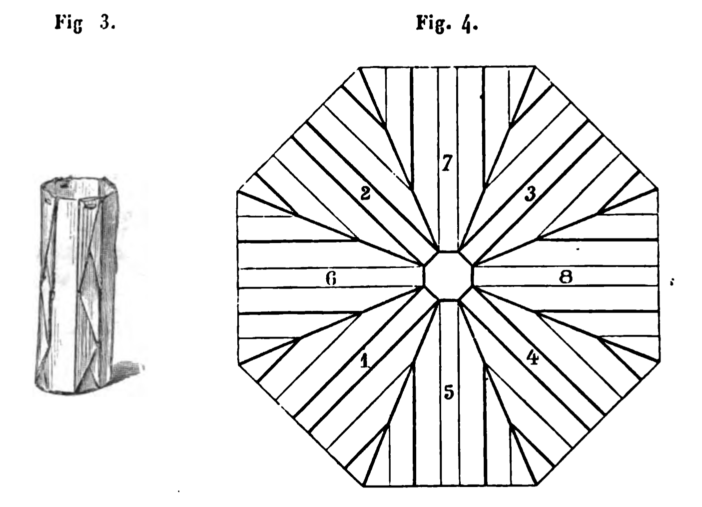


Fig 3. Fig. 4.

Qu'il me soit permis de signaler, en passant, l'usage que les chimistes pourront faire de ces vases dans les opérations d'osmose.

Le zinc (*fig.* 5) et le cuivre (*fig.* 6) de la pile sont découpés sans perte dans les feuilles laminées du commerce; les queues sont relevées dans le morceau, ce qui offre le double avantage d'éviter une jonction et de livrer passage à la circulation des liquides. Le cuivre est placé à l'extérieur, comme on le voit sur le dessin d'ensemble (*fig.* 7).

La force électromotrice initiale du couple zinc ordinaire et cuivre, monté avec mes liqueurs, est $1^{volt},47$; elle descend jusqu'à $1^{volt},35$ après une longue fermeture en court circuit. La résistance

est $0^{ohm},075$ dans le modèle représenté *fig.* 7, dont la hauteur est $0^{m},20$ et la capacité de 3^{lit}.

Pour déterminer le rang que cette pile occupe dans la série des


Fig. 5.

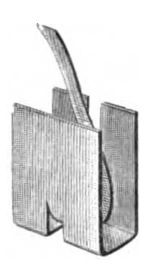
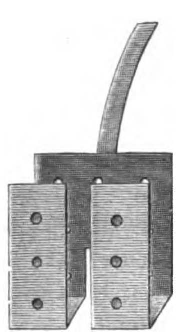
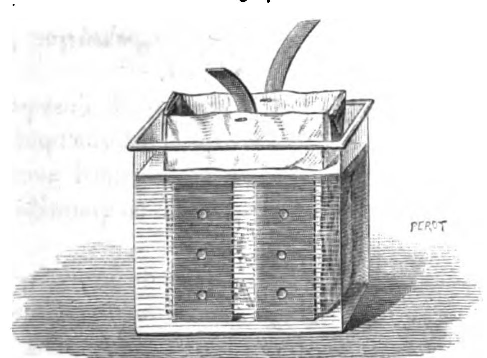


Fig. 6.



couples auxquels on pourrait la comparer, j'ai dressé la liste de ces piles, en indiquant, pour chacune d'elles, la force électromotrice E, la résistance intérieure R et le *travail extérieur maximum* T, exprimé d'abord en kilogrammètres par seconde, valeur calculée au moyen de l'expression

Fig. 7.



$$T = \frac{E^2}{4gR}.$$

En divisant les valeurs en kilogrammètres par l'équivalent mécanique de la chaleur, on a obtenu les valeurs du travail en calories

(gramme-degré), inscrites dans la dernière colonne du Tableau.

Désignation des piles.	Constantes. E en volts.	R en ohms.	Travail. T en kilogrammètres.	T en calories.
Pile Bunsen, modèle ordinaire rond, hauteur $0^m,20$.....	1,80	0,24	0,344	0,796
Pile Bunsen rectangulaire modèle Ruhmkorff, hauteur $0^m,20$................	1,80	0,06	1,378	3,189
Pile Daniell modèle rond, hauteur $0^m,20$..........	1,06	2,80	0,010	0,023
Pile horizontale W. Thomson (1), électrodes de 12^{dmq}.	1,06	0,20	0,143	0,331
Pile cylindrique F. Carré, hauteur $0^m,60$..........	1,06	0,12	0,238	0,551
Pile Reynier, modèle rectangulaire, hauteur $0^m,20$...	1,35	0,075	0,619	1,440

On voit que mon nouveau couple rectangulaire de $0^m,20$ surpasse en énergie les plus grandes piles à sulfate de cuivre et sulfate de zinc ; il est environ deux fois plus fort que le couple Bunsen rond ordinaire des laboratoires et n'est surpassé que par le couple Bunsen rectangulaire modèle Ruhmkorff.

Le zinc n'est pas amalgamé ; néanmoins, il n'est pas attaqué en circuit ouvert par la liqueur alcaline qui le baigne ; par conséquent, le poids du zinc consommé est en parfait accord avec la dépense théorique et peut donner la mesure de la quantité d'électricité dégagée.

La nouvelle pile, ai-je dit, n'émet pas de produits volatils ; par conséquent elle contient, après fonctionnement, toutes les substances employées, autrement combinées, mais sans perte. Il est donc possible de *régénérer* ces produits, c'est-à-dire de les ramener à peu près à l'état neuf. Il faut, pour cela, faire traverser les liquides épuisés par une quantité d'électricité peu supérieure à celle qui a été dégagée par la pile, en dissolvant le cuivre déposé et déposant le zinc dissous.

(1) Alf. Niaudet, *Traité de la pile électrique*, 2e édition, p. 98.

En demandant à des machines magnéto-électriques l'électricité nécessaire à la revivification, le renouvellement des liquides et des métaux de la pile est ramené à une dépense de force motrice. Économiquement produite dans l'usine de régénération à l'aide de puissantes machines, l'électricité se trouvera emmagasinée dans les liquides régénérés à l'état d'énergie disponible et transportable. Ce transport indirect de l'électricité engendrée par les machines serait, dans la plupart des cas, plus praticable et plus avantageux que la transmission directe par câbles.

Actuellement, en n'employant que des liquides neufs, le nouveau couple offre déjà une notable économie de matière et de main-d'œuvre sur les couples à acide nitrique.

J. TYNDALL. — Action of an intermittent beam of radiant heat upon gazeous matter (Action d'un faisceau intermittent de chaleur rayonnante sur les gaz); *Nature*, 17 février 1881.

Les expériences de M. Graham Bell ont fourni à M. Tyndall un nouveau moyen de vérifier ses anciennes expériences sur le pouvoir absorbant des gaz et des vapeurs, mises récemment en doute par quelques physiciens (Lecher et Pernter, *Phil. Magazine*, janvier 1881). Si les sons produits par un rayon intermittent sont dus aux variations de température du corps, les gaz doivent aussi rendre, dans ces conditions, des sons d'autant plus intenses que leur pouvoir absorbant est plus considérable.

Les premières expériences ont été faites en présence de M. Graham Bell, avec une lampe Siemens et une machine dynamo-électrique. Une ou deux lentilles de verre concentrent la lumière un peu en avant d'un disque tournant en zinc, percé de fentes rayonnantes ou dentelé sur son contour. Le faisceau traverse la partie supérieure de petits ballons d'environ $0^m,050$ à $0^m,075$ de diamètre, contenant une couche mince de liquide. Le bouchon est muni d'un tube de caoutchouc terminé par un bout en ivoire qui, placé dans l'oreille, permet de saisir facilement les sons produits dans le ballon. Les lentilles de verre absorbent une partie des rayons efficaces; on les remplace avec avantage par des miroirs argentés.

Les vapeurs des éthers sulfurique, formique, acétique donnent des sons intenses, tandis qu'avec le chloroforme, et surtout avec le sulfure de carbone, ils sont à peine sensibles. L'amylène, les iodures d'éthyle et de méthyle, la benzine donnent des sons dont l'intensité est en rapport avec leur pouvoir absorbant.

Le rayon intermittent agit seulement sur les vapeurs, et non sur les liquides; un vase de sel gemme complètement rempli de liquide ne rend aucun son; il en est de même si le rayon traverse la partie des ballons remplie par le liquide. Dans toutes ces expériences, la hauteur du son dépend seulement de la vitesse de rotation du disque.

Les gaz se comportent comme les vapeurs : l'air, l'oxygène, l'hydrogène secs rendent des sons très faibles, tandis qu'avec l'acide carbonique, le protoxyde d'azote, l'ammoniaque, le bicarbure d'hydrogène, l'intensité est beaucoup plus grande et varie dans le même ordre que leur pouvoir absorbant.

La vapeur d'eau donne des sons assez énergiques à la température ordinaire et même dans un mélange réfrigérant; l'intensité est d'autant plus grande que la tension de vapeur est plus forte; l'air légèrement humide est beaucoup plus sonore que l'air sec.

Il faut donc, dans ces expériences, dessécher les flacons avec le plus grand soin. M. Tyndall les chauffe environ à 400° sur une lampe à alcool, puis les refroidit au moyen d'un courant d'air purifié sur de la potasse et de l'acide sulfurique; des flacons ainsi préparés ne rendent aucun son.

Une couche mince du liquide arrête les rayons absorbables par la vapeur; un ballon rempli de cette vapeur reste silencieux sous l'action du rayon ainsi filtré. Les rayons obscurs sont plus efficaces que les autres, résultat conforme à celui obtenu par M. Mercadier avec les corps solides. Une quantité, même très petite, de gaz fortement absorbant suffit pour modifier les propriétés de l'air.

Comme vérification, M. Tyndall a construit avec ces petits ballons des thermomètres remplis de différents gaz, et il a constaté que la colonne liquide s'abaisse d'autant plus que les gaz rendent des sons plus intenses.

Ces expériences réussissent également bien avec une pile de 60 éléments Grove; mais on peut aussi employer une lampe Drummond, une bougie agissant directement ou par l'intermédiaire d'un

miroir concave, un charbon rouge, une spirale de platine ou un tisonnier chauffé au rouge. Dans ce dernier cas, le son est encore perceptible pour une température de la tige de fer inférieure à 100°.

Avec la lampe de Drummond, on constate que les parfums (patchouli, cannelle), le cyanure de méthyle, l'acide acétique, le chlorure de méthyle, surtout le gaz des marais, donnent des sons intenses. On pourrait étudier par ce moyen l'air des mines de houille et y constater la présence du grisou. Le tétrachlorure de carbone est au contraire très diathermane. Tous ces résultats sont parfaitement d'accord avec les valeurs des pouvoirs absorbants mesurées antérieurement.

Les vapeurs de brome et d'iode semblent faire exception; elles donnent des sons assez énergiques, quoique leur pouvoir absorbant soit faible. Il faut remarquer que dans la mesure de ces pouvoirs absorbants la source fournissait seulement de la chaleur obscure, tandis qu'ici elle est lumineuse; le son est dû à l'absorption des rayons lumineux, comme le fait prévoir la couleur des vapeurs; on constate du reste qu'une auge de verre vide, remplie de sulfure de carbone ou d'alun, une lentille de glace, ne modifient pas le son, tandis qu'une dissolution d'iode dans le sulfure de carbone le détruit complètement. Une disposition très simple permet d'entendre les sons à plus de 100 pieds de la source.

D'autres vapeurs donnent des résultats analogues. D'après M. Tyndall, il n'existe aucune substance complètement diathermane: les gaz et les vapeurs doivent donc donner tous des sons plus ou moins intenses.

C. Daguenet.

D. MACALUSO. — **Sulla polarizzazione elettrica prodotta da depositi metallici (Sur la polarisation électrique produite par des dépôts métalliques); Catane, 1880.**

L'auteur s'est proposé, dans ce travail, de répéter des expériences que j'ai publiées sur la polarisation des électrodes par les dissolutions métalliques. M. Macaluso emploie une disposition expérimentale différente de la mienne. Il mesure la force électromotrice de polarisation par la méthode d'opposition de Poggendorff. Pour produire cette polarisation, il emploie des courants qui durent

un temps très court (environ un $\frac{1}{10}$ de seconde). La durée de ce courant est déterminée par la chute d'un pendule, lequel sert en même temps à établir les communications avec l'appareil qui mesure la force électromotrice. Cette disposition permet à la fois de régler et la durée du courant polarisant et l'intervalle de temps qui s'écoule entre le passage de ce courant et la mesure de la force électromotrice de polarisation qu'il a produite. Par contre, l'emploi d'une méthode de mesure galvanométrique exige, dans le cas d'électrodes polarisables, des tâtonnements qui la rendent moins commode et moins précise que la méthode électrométrique que j'ai employée.

Les résultats obtenus par l'auteur ne diffèrent pas qualitativement des miens : il a trouvé que le cuivre se dépolarise mieux dans sa propre dissolution que dans l'eau pure ou dans la dissolution d'un sel étranger. Mais, quantitativement, la différence de nos résultats est très marquée. J'avais observé qu'une lame de cuivre, d'argent, etc., acquiert, dans un liquide qui ne contient pas de cuivre ni d'argent, une polarisation durable, c'est-à-dire encore très sensible au bout de plusieurs minutes, tandis que l'addition d'une petite quantité de cuivre ou d'argent dans la liqueur réduit la durée de la polarisation à une fraction de seconde ; cette action est assez nette pour qu'elle puisse servir à indiquer l'addition de $\frac{1}{5000}$ de sulfate de cuivre à de l'eau distillée. Au contraire, M. Macaluso trouve que les électrodes de cuivre qu'il emploie se dépolarisent presque aussi rapidement dans une dissolution de sulfate de zinc pur que dans cette même dissolution additionnée d'une petite quantité de sulfate de cuivre. En un mot, les électrodes de cuivre employées par l'auteur se dépolarisent beaucoup plus rapidement que les miennes dans une dissolution exempte de cuivre: Cette différence tient à la manière dont les électrodes ont été préparées ; celles de M. Macaluso apportent avec elles, malgré ou à cause de leur décapage chimique, une petite quantité de sel de cuivre attaché à la surface et qui les dépolarise : c'est pourquoi elles se comportent dans tous les liquides à peu près comme elles le feraient dans une dissolution étendue de cuivre. L'auteur soumet la surface du cuivre à un décapage à l'acide, suivi de lavages à l'eau et à l'alcool absolu et d'un nettoyage à l'émeri ; puis il polarise ces électrodes par un courant qui ne dure que un $\frac{1}{10}$ de seconde

environ. Or les électrodes ainsi décapées se dépolarisent d'elles-mêmes rapidement. Si l'on veut être certain que leur surface est complètement désoxydée, si l'on veut leur donner la propriété de se polariser d'une manière durable, il faut réduire cette surface par l'action d'un courant électrique, c'est-à-dire il faut les laisser plonger dans une dissolution exempte de cuivre en les tenant attachées au pôle négatif d'une pile jusqu'à ce qu'elles acquièrent la propriété de se polariser d'une façon durable. Si le savant physicien italien avait, comme moi, soumis les électrodes à cette sorte de décapage électrique, il eût sans doute aussi trouvé les mêmes résultats. Dans des expériences où il répète l'action du courant polarisant plusieurs fois de suite sur une même électrode sans recommencer le décapage chimique, M. Macaluso a observé lui-même que l'électrode devient de plus en plus polarisable.

L'auteur n'a pas essayé l'action des sels d'argent sur l'argent. Pour le cobalt, il a observé que ce métal se polarise dans sa propre dissolution comme dans les dissolutions d'un métal étranger; ce résultat paraît tenir à une altération rapide de sa surface : il est nécessaire, en effet, d'opérer avec le cobalt comme avec le nickel moins d'une minute après qu'on les a préparés par voie galvanoplastique. La méthode galvanométrique employée par l'auteur lui eût difficilement permis d'opérer aussi vite.

L'auteur croit devoir s'en tenir à la théorie qui explique la polarisation par un dépôt d'hydrogène ou de métal ; il combat l'assimilation de la surface polarisée à un condensateur, assimilation admise par quelques physiciens, et en particulier par M. Helmholtz.

G. LIPPMANN.

G. QUINCKE. — Ueber elektrische Ausdehnung (Sur la dilatation électrique); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. X, p. 161, 374 et 513; 1880.

W.-C. RONTGEN. — Ueber die durch Elektricität bewirkten Form-und Volumenänderungen von elektrischen Körpern (Des changements de forme et de volume produits par l'électricité dans les diélectriques); *Berichte der Oberh. Gesellschaft für Natur und Heilkunde*, t. XX; 1880.

M. Quincke a fait paraître un travail très étendu au sujet de la dilatation électrique des diélectriques, que j'ai découverte et dont

j'ai donné les lois, confirmées depuis par M. Righi ([1]). M. Quincke revient sur l'étude expérimentale de ces lois et attribue le phénomène à une propriété nouvelle de l'électricité; il admet que l'électricité peut produire dans les diélectriques une dilatation ou une contraction particulières semblables à celles que donnent les changements de température, mais que les changements de température ne sauraient produire.

M. Röntgen pense au contraire que les expériences faites jusqu'alors sur les changements de forme et de volume des diélectriques sous l'influence des forces électriques ne permettent pas d'établir avec quelque certitude l'existence d'une action spéciale de l'électricité sur les molécules des diélectriques et qu'elles peuvent s'expliquer par les attractions des électricités de noms contraires des molécules des diélectriques, ainsi que par les changements de température dus à l'électrisation.

Ainsi M. Quincke, pour réfuter l'opinion que la dilatation électrique est due à la pression électrique, admet que dans une bouteille de Leyde sphérique le rayon moyen ne change pas dans la compression; cette hypothèse le conduit par le calcul à cette conclusion que la dilatation $\frac{\Delta v}{v}$ de l'intérieur d'une boule doit être en raison inverse du rayon, résultat contraire à l'expérience. A ce sujet, M. Röntgen fait remarquer que l'hypothèse de l'invariabilité du rayon moyen est au moins gratuite, et que, si l'on part de l'existence d'une compression électrique, les lois des changements de forme ne se déduisent pas de prime abord, rigoureusement, des lois de l'électrostatique et de l'élasticité, car on n'a pas de données certaines sur la distribution de l'électricité à la surface et dans l'intérieur des diélectriques; en outre, l'invariabilité du rayon moyen d'une boule creuse ne peut pas se concilier avec ce fait expérimental que la dilatation intérieure de la boule est à peu près égale à sa dilatation extérieure.

M. Quincke remarque encore que, si la dilatation des bouteilles de Leyde était due à la pression électrique, elle devrait être différente pour des condensateurs formés par des lames de même épaisseur de flint-glass et de verre de Thuringe et dont les armatures

(1) Voir *Journal de Physique*, t. IX, p. 203.

auraient la même différence de potentiel : c'est précisément ce qu'observe M. Röntgen dans un très grand nombre d'expériences, dont les résultats sont en contradiction avec ceux qu'on déduirait de la loi de M. Quincke, d'après laquelle, toutes choses étant égales d'ailleurs, les dilatations électriques seraient en raison inverse des épaisseurs des lames isolantes.

Enfin M. Quincke observe que le rapport $\frac{\Delta v}{v}$ qui se rapporte à la dilatation en volume est le triple du rapport analogue $\frac{\Delta e}{e}$ relatif à la dilatation en longueur pour des condensateurs de même épaisseur chargés à des différences égales de potentiel des armatures, tandis que le calcul conduit à la relation

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{4}{3}\frac{\Delta e}{e}.$$

Mais ce calcul repose toujours sur l'hypothèse arbitraire de l'invariabilité du rayon moyen des condensateurs sphériques, et, d'ailleurs, la loi exprimée par la formule

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{3\Delta e}{e},$$

trouvée expérimentalement par M. Quincke, conduirait à ce résultat surprenant que la dilatation due à l'électricité aurait lieu, comme celle qui est due à la chaleur, également dans tous les sens. La mesure de $\frac{\Delta v}{v}$ est seulement relative à la dilatation de la cavité du condensateur et non à l'augmentation de volume du verre, et il n'est nullement démontré que l'épaisseur du diélectrique s'accroisse sous l'influence des forces électriques.

En résumé, M. Röntgen pense que la dilatation électrique des corps solides est due à deux causes :

1° A l'électrisation des molécules isolantes, produisant une compression ;

2° A l'échauffement du diélectrique.

L'auteur pense qu'on ne peut savoir quelle part de l'effet total revient à chacune de ces deux causes; ce ne peut être l'avis des physiciens qui se sont occupés de ces recherches et qui savent bien

que la dilatation électrique se distingue par son instantanéité de la dilatation calorifique.

Quant aux recherches que M. Quincke a faites sur les liquides, elles lui montrent que certains liquides diélectriques se dilatent par l'électricité, tandis que d'autres, tels que l'huile d'amandes, se contractent, ce qui exclut toute idée d'expliquer le phénomène par un échauffement. M. Röntgen, en expérimentant sur l'huile d'amandes n'a jamais observé la moindre contraction. Il y a donc une grave contradiction entre les résultats expérimentaux des deux savants allemands, les expériences de M. Quincke tendant à établir l'existence d'une contraction électrique, tandis que celles de M. Röntgen le conduisent à cette conclusion, que les changements de volume dus à l'électricité dans les liquides sont produits par un échauffement consécutif de l'électrisation. E. Duter.

GUTHRIE et BOYS. — On magneto-electric induction (Induction magnéto-électrique); *Phil. Magazine*, 5ᵉ série, t. VIII, p. 449 (1879), et t. X, p. 328 (1880).

Quand on fait tourner rapidement un aimant au-dessous d'une plaque métallique, celle-ci se met à tourner dans le même sens si elle est libre ou prend une déviation permanente si elle est suspendue par un fil de torsion. MM. Guthrie et Boys ont constaté que la déviation est sensiblement proportionnelle à la vitesse de l'aimant. En comparant différents métaux taillés en plaques de forme identique, ils ont vu que la déviation est à peu près en raison inverse de la résistance électrique.

Ils ont alors songé à appliquer ce phénomène à la mesure de la résistance des liquides. Pour cela un même volume de liquide, 1^{lit}, est versé dans le même vase de verre suspendu par un fil d'acier de 4^{m} de longueur et $0^{mm},2$ de diamètre. Tous les courants induits se ferment dans le liquide et aucune polarisation ne peut se produire. Une échelle divisée au centième de millimètre, fixée au vase, est lue au moyen d'un microscope fixe. Le vase cylindrique est entouré d'un groupe d'aimants semi-circulaires donnant un champ uniforme, animés d'un mouvement rapide de rotation, que l'on mesure : environ cinquante tours par seconde. Diverses

précautions sont prises pour éviter les variations du zéro, celles du magnétisme des aimants, la communication du mouvement par l'air, etc. L'appareil, une fois installé, a servi à la comparaison des résistances de l'acide sulfurique à divers degrés de concentration et a fourni des résultats en accord avec les déterminations de Kohlrausch.

M. Brillouin.

F. KOHLRAUSCH. — Einfache Methoden und Instrumente zur Widerstandbestimmung inbesondere in Electrolyten (Méthodes et instruments simples pour la mesure des résistances et particulièrement de celle des électrolytes); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. XI, p. 653; 1880.

On sait que M. Kohlrausch a donné, pour déterminer la résistance électrique des liquides, une méthode où la polarisation des électrodes se trouve évitée par l'emploi de courants d'induction alternatifs. Dans sa forme primitive, cette méthode exigeait des instruments spéciaux et coûteux: M. Kohlrausch parvient à la réaliser avec les instruments courants des laboratoires. C'est ainsi que l'on peut employer pour produire les courants une bobine d'induction ordinaire; l'électrodynamomètre peut être avantageusement remplacé par un téléphone, comme l'avait déjà proposé M. Wietlisbach (¹) : il est seulement nécessaire d'employer de grandes électrodes, lesquelles peuvent être en argent platiné.

M. Kohlrausch décrit le rhéostat qu'il emploie, et qui est analogue à celui de Wheatstone; il donne aussi quelques détails sur le vase qui contient l'électrolyte sur lequel on opère. Il indique la résistance de quatre liquides qu'il a étudiés avec soin et qui peuvent servir de termes de comparaison pour les mesures ultérieures.

R. Blondlot.

M. BELLATI et R. ROMANESE. — Proprieta termiche notevoli di alcuni joduri doppi (Propriétés thermiques remarquables de quelques iodures doubles); *Atti del R. Istituto Veneto*, 5ᵉ série, t. VI; 1880.

Les auteurs ont étudié quelques iodures doubles de mercure et

(¹) *Voir* l'analyse du Mémoire de M. Wietlisbach (*Journal de Physique*, t. IX, p. 97; 1880).

d'argent, de mercure et de cuivre, qui changent de couleur quand la température s'élève. Ce phénomène, signalé d'abord par M. Meusel ([1]), a été attribué par lui à un changement dans le pouvoir absorbant optique des deux iodures, qu'il considérait comme simplement mélangés. MM. Bellati et Romanese, d'accord avec MM. Willm et Caventou ([2]), pensent au contraire qu'on a affaire à une véritable combinaison des deux iodures.

Ils préparent, en faisant réagir leurs éléments en proportions convenables, les corps $HgI^2, 2(AgI)$, $HgI^2, 3(AgI)$ et HgI^2, Cu^2I^2 ([3]), et étudient leurs propriétés thermiques.

Quand on échauffe ces iodures doubles, ils éprouvent une brusque augmentation de volume, entre 45° et 51° pour le premier, entre 44° et 51° pour le deuxième et entre 65° et 71° pour le troisième; en deçà et au delà de ces limites, la dilatation est régulière et obéit à la loi du binôme. Entre les mêmes limites de température il y a une absorption de chaleur anomale très notable, tandis qu'en deçà et au delà la chaleur absorbée est beaucoup plus faible et sensiblement proportionnelle aux accroissements de température. C'est du reste entre ces mêmes limites que s'observe principalement le changement de couleur [$HgI^2, 2(AgI)$ et $HgI^2, 3(AgI)$ passent du jaune serin au rouge, et HgI^2, Cu^2I^2 du rouge au brun foncé].

MM. Bellati et Romanese comparent les poids spécifiques, les coefficients de dilatation et les chaleurs spécifiques observés à ceux d'un mélange des deux iodures constituants. Pour les deux dernières valeurs, la différence est notable et tout à fait au-dessus des erreurs expérimentales : ce sont donc de véritables combinaisons. Les brusques variations de propriétés (couleur, volume, chaleur absorbée) sont attribuées par les auteurs à un changement d'*état isomérique*. Ils font remarquer que cette transformation obéit aux lois de la fusion des corps. On observe même un phénomène analogue à la surfusion, en ce sens que, dans le refroidissement, la température de

---

([1]) *Berichte der deutschen chemischen Gesellschaft zu Berlin*, t. III, p. 123; février 1870.

([2]) Willm et Caventou, *Sur l'iodomercurate cuivreux* (*Bulletin de la Société chim.*, 2e série, t. XIII, p. 194 et 220; 1870).

([3]) Notation atomique.

transformation est notablement inférieure à celle observée dans le cas d'un échauffement.

La couleur des iodures doubles à chaud me semble exclure l'idée d'une dissociation, au moins dans le cas de $HgI^2, 2(AgI)$ et de $HgI^2, 3(AgI)$. H. PELLAT.

P. GLAN. — Ueber einen Polarisator (Sur un nouveau polariseur); *Carl's Repertorium für Experimental-Physik*, t. XVI, p. 570; 1880.

M. Glan a fait construire par MM. Schmidt et Hœnsch, à Berlin, un polariseur qui présente sur les prismes de Nicol et de Foucault l'avantage d'une moindre longueur. La réflexion totale du rayon ordinaire se fait sur une lame d'air, comme dans le foucault; mais ici la face d'entrée est normale à la direction des rayons incidents et l'axe du spath est parallèle à l'arête des deux prismes dont la réunion constitue le polariseur. Dans ces conditions, pour transmettre un faisceau lumineux de section carrée dont le côté est 1, la longueur du polariseur Glan est 1,141, tandis que celle du foucault est 1,228, celle du nicol 3,281. L'angle maximum du faisceau polarisé transmis est de 7°56′, à peu près le même que dans le foucault; c'est un angle faible, qui ne convient qu'à des rayons solaires rendus parallèles par un collimateur. M. Duboscq et M. Hoffmann construisent des foucaults à faces normales qui doivent se rapprocher beaucoup du polariseur de M. Glan.

H. DUFET.

E. VILLARI. — Osservazioni sulla variazione di temperatura del corpo umano prodotta dal movimento (Observations sur la variation de température du corps humain produite par le mouvement); *Mémoires de l'Académie des Sciences de l'Institut de Bologne*, 4e série, t. I, p. 39; 1879.

L'auteur a cherché ce que devenait la température du corps humain après un travail positif ou négatif (ascension de montagne ou descente rapide). Il trouve que la température s'élève dans les deux cas : la température, mesurée au moyen d'un thermomètre introduit à $0^m,10$ de profondeur dans l'urèthre, était de

36°,8 au repos; la moyenne des observations faites après une descente variant de 1100^{m} à 600^{m} donne 37°,99; cette moyenne, après une montée d'environ 1000^{m}, est 38°,13.

Pendant la montée, la température devrait descendre, d'après les lois de la Thermodynamique, si l'on ne tenait pas compte des différences qui s'introduisent, au point de vue physiologique, dans la fréquence du pouls et des mouvements respiratoires. La machine humaine n'est pas comparable à elle-même quand elle accomplit ou non un travail, et ces divergences avec la théorie de la chaleur ne font que marquer la complexité du problème.

H. DUFET.

A. PIZZARELLO. — **La coesione nei liquidi misurata per mezzo del calore che essi acquistano o perdono nel riscaldarsi o nel raffreddarsi (Sur la cohésion des liquides mesurée au moyen de leurs chaleurs spécifiques)**; *Macerata*, 1880.

Les valeurs adoptées par MM. Hirn [1] et Cantoni [2] pour les capacités calorifiques absolues des liquides doivent être beaucoup trop élevées, car elles ont été déduites de celles des gaz hydrogène, oxygène, azote, sans tenir compte du travail intra-moléculaire absorbé par l'affinité mutuelle des atomes constituants. Seul le mercure, avec sa molécule monoatomique, étant, d'après l'auteur, même à l'état liquide, dénué de toute autre résistance interne que la cohésion, pourrait fournir avec quelque rigueur une base numérique aux applications des lois de Wœstyn et de Dulong et Petit. Malheureusement il y a là une impossibilité expérimentale, et c'est seulement à l'aide de divers rapprochements de chiffres qu'est indiquée la nécessité de réduire au tiers toutes les capacités calorifiques de M. Hirn. Cela permet de supprimer certaines difficultés que M. Hirn avait signalées lui-même, et de faire concorder avec les données expérimentales quelques valeurs de la cohésion déduites de celle du mercure par de simples rapports d'ascension capillaire, tandis qu'il faut rejeter totalement les valeurs expri-

(1) *Théorie mécanique de la chaleur*. Paris, 1876.
(2) *Relazione tra alcune proprietà termiche ed altre proprietà fisiche dei corpi.*

mées par Cantoni en fonction des chaleurs de réchauffement, de dilatation, d'évaporation et de désagrégation.

A. Guébhard.

ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES (DE GENÈVE).

3e période, t. III et IV; 1880.

P.-F. DENZA. — Variations de la déclinaison magnétique déduites des observations régulières faites à Moncalieri dans la période 1870-71, t. III, p. 147-151.

Après avoir indiqué les valeurs moyennes de la variation de la déclinaison à Moncalieri pour chaque mois de l'année 1870-71 et pour chaque année de 1870 à 1878, l'auteur compare ces résultats à ceux recueillis dans les deux Observatoires de Milan et de Rome.

Bien que non entièrement comparables, les trois séries offrent entre elles un accord plus que suffisant dans la marche soit mensuelle, soit annuelle du phénomène.

J.-M. CRAFTS. — Sur la densité du chlore à de hautes températures, t. III, p. 290-298.

Sur la densité de quelques gaz à une haute température, t. III, p. 342-347.

Quelques remarques sur la densité de vapeur de l'iode, t. IV, p. 164-172.

J.-M. CRAFTS et F. MEYER. — Sur la densité de vapeur de l'iode, t. IV, p. 132-164.

En octobre 1878, M. Victor Meyer a décrit une nouvelle forme d'appareils pour la détermination de la densité des vapeurs, et dans une série de Notes qu'il a publiées dans le *Bulletin de la Société chimique de Berlin,* pour la plupart en commun avec M. C. Meyer, se trouvent de nombreuses déterminations faites à des températures très variées. M. Meyer prend un vase cylindrique à longue tige, en verre, en porcelaine ou en platine, rempli d'air et chauffé à une température qui doit rester constante au moins pen-

dant les quelques minutes que dure l'expérience. On y introduit une quantité pesée d'une substance qui se transforme en vapeur ou qui se décompose en donnant un gaz, et le gaz ou la vapeur chasse une quantité équivalente d'air. On mesure le volume de l'air, et pour avoir la densité on compare son poids avec celui de la substance employée. Pour les températures inférieures au rouge sombre, un bain de métal ou une substance en ébullition suffit pour maintenir une température constante; pour aller plus loin, MM. Meyer chauffent un cylindre en porcelaine directement dans la flamme du fourneau à double paroi de M. Perrot, en réglant par des expériences préliminaires l'arrivée du gaz, de manière à obtenir une série de températures constantes.

L'un des résultats les plus curieux obtenus par M. V. Meyer est celui qui se rapporte à la densité du chlore (1). M. Meyer introduit dans son appareil un poids connu de chlorure de platine qui se décompose en mettant en liberté du chlore pur, et il mesure le volume d'air déplacé. Il a conclu de ces expériences que la densité du chlore à haute température est anomale et tend vers un nombre égal à la moitié seulement de la densité normale 2,44 (2).

M. Crafts a modifié l'appareil primitif de M. Meyer. Le réservoir chauffé dans le four Perrot communique avec un tube manométrique divisé et maintenu dans un bain d'eau à une température constante. Ainsi disposé, l'appareil est un véritalbe thermomètre à air des indications duquel on déduit les températures. Dans les expériences de M. Meyer, on devait les calculer à l'aide de mesures calorimétriques.

Dans un premier groupe d'expériences, M. Crafts a étudié la densité de vapeur de l'iode et du brome du commerce. Pour le brome on a trouvé 5,24 à 445° (densité théorique, 5,27); à la plus haute température obtenue dans le four Perrot, et que M. Crafts évalue à 1524°, il a trouvé 4,39 et 4,48. L'iode a donné 8,659 à 445° (densité théorique, 8,795), et à la plus haute température du four Perrot 6,01 et 5,93. Ce dernier résultat est d'accord avec les expériences de M. V. Meyer sur la densité de vapeur de l'iode.

---

(1) *Berichte der chemischen Gesellschaft*, t. XII, p. 1426; 1879.

(2) M. Meyer donne actuellement la valeur 2,00 pour la densité anomale du chlore (*Archives*, t. IV, p. 623).

Pour le chlore, M. Crafts a modifié l'appareil de manière à y introduire un volume connu de chlore gazeux, et il a trouvé que le volume d'air déplacé était sensiblement égal. Le chlore conserverait donc aux températures les plus élevées sa densité normale, contrairement aux résultats obtenus par M. V. Meyer dans ses expériences sur la décomposition par la chaleur du chlorure de platine.

Dans un second travail, M. Crafts a étudié par la méthode de M. V. Meyer la densité de l'ammoniaque, et il a trouvé que, si l'on transvase 10^{cc} de ce gaz dans un cylindre rempli d'azote pur et chauffé à 1300°, au premier moment 10^{cc},3 d'azote seulement sont déplacés; mais le volume du gaz qui sort du cylindre augmente rapidement, et au bout de sept à huit minutes il devient égal à 11^{cc},5. On voit que dans cette expérience on obtient d'abord une densité presque normale, avant que les résultats soient faussés par la décomposition, qui demande un certain temps pour s'accomplir. Si au contraire on opère avec un gaz qui ne donne lieu à aucune réaction anomale, on est frappé de la rapidité avec laquelle le volume total que l'on peut mesurer devient fixe; par exemple, en déplaçant l'air à 1350° par de l'air froid, on peut opérer le transvasement et faire la lecture en une minute.

L'acide carbonique, l'hydrogène, l'acide chlorhydrique ont donné des densités normales. L'expérience faite pour ce dernier gaz présentait un intérêt particulier, en raison d'une des hypothèses que MM. Meyer avaient proposée comme explication possible de la densité qu'ils attribuent au chlore.

Enfin MM. Crafts et F. Meyer ont publié en commun un troisième travail dont l'objet exclusif est l'étude de la densité de l'iode, que M. Crafts, d'accord en cela avec M. V. Meyer, avait trouvée anomale dans les essais préliminaires dont nous avons rendu compte ci-dessus. Ce travail doit une importance particulière à la contradiction qu'il semblait y avoir entre les nouvelles recherches faites par la méthode de M. V. Meyer et les expériences classiques de MM. H. Sainte-Claire Deville et Troost sur la densité de l'iode comparée à celle de l'air à 860° et à 1040°. Nous nous bornerons à citer les résultats obtenus par MM. Crafts et Meyer, renvoyant au Mémoire original pour le détail des expériences. Ils ont trouvé que la densité de l'iode commence à être anomale entre 600° et 700°, et

qu'elle diminue *progressivement* avec l'accroissement de la température jusqu'à ce que le rapport avec la densité théorique devienne, vers 1390°, égal à 0,60. Ils supposent que cette diminution peut continuer, pour atteindre la valeur 0,50 à une plus haute température.

Nous devons ajouter que, dans une Note insérée aux *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences* (1), MM. Deville et Troost ont publié de nouvelles expériences sur les points d'ébullition du zinc et du cadmium, qui abaissent notablement les températures admises d'abord : elles seraient seulement de 940° et 746°,3 environ au lieu de 1040° et 860°. Si l'on substitue ces nombres dans le calcul des densités de l'iode déduites des anciennes expériences de MM. Deville et Troost, on trouve que la densité de la vapeur d'iode décroît quand la température s'élève; mais ses valeurs sont encore notablement supérieures à celles que proposent MM. Crafts et Meyer.

Ajoutons enfin que, dans une Note récente, M. Troost (2) a publié de nouveaux résultats obtenus par la même méthode qui avait servi à ses anciennes expériences, et qu'il trouve une densité moyenne de la vapeur d'iode de 5,73 pour une température moyenne de 1242°. Des expériences faites à basse température, mais sous des pressions décroissantes, ont montré aussi un décroissement de la densité de la vapeur d'iode avec la pression. La conclusion générale de toutes les expériences qui précèdent est donc que la vapeur d'iode n'obéit ni à la loi de Mariotte ni à la loi de Gay-Lussac.

F.-A. FOREL. — Recherches sur la température du lac Léman et d'autres lacs d'eau douce, t. III, p. 501-516.

M. Forel rend compte d'expériences faites pour déterminer la température du lac Léman, soit à la surface, soit à diverses profondeurs dans la région pélagique du lac. Il trouve que la température du fond ne peut être considérée comme absolument constante : un

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XC, p. 773.
(2) *Ibid.*, t. XCI, p. 54; 1880.

froid exceptionnel et persistant peut l'abaisser d'une manière appréciable.

A ce travail est annexée une Planche représentant les isothermes du lac à diverses dates ; on y reconnaît que, pendant les mois d'été, la chaleur traverse assez aisément les 50^m ou 60^m d'eau supérieurs. Ainsi, à la date du 20 août, la température superficielle est de 22° et à 50^m de profondeur elle est encore supérieure à 7°, tandis qu'au 28 février la température du lac est à peu près uniforme à toute profondeur et égale à 5°.

ED. HAGENBACH. — Explosions par congélation, t. III, p. 531-538.

M. Hagenbach a soumis au froid très vif qui s'est produit à Bâle, dans les nuits du 10-11 décembre 1879 et du 20-21 janvier 1880, des obus remplis d'eau, et il a observé les phénomènes qui accompagnent la congélation de celle-ci. Les obus ont été brisés et la glace à laquelle les ouvertures produites ont livré passage se montre formée de filaments ténus dont l'apparence est celle de jets d'eau subitement congelés. L'eau, surfondue à l'intérieur de l'obus, est donc descendue sans se congeler à une température très basse, et la congélation a eu lieu à l'extérieur de l'obus après la rupture. Une Planche très-curieuse accompagne ce Mémoire.

F.-A. FOREL. — Recherches sur la température du lac Léman et d'autres lacs d'eau douce. IIe série : Congélation des lacs suisses et savoyards dans l'hiver 1879-80, t. IV, p. 89-107.

Il résulte de sondages opérés dans les lacs de Morat et de Zurich, congelés superficiellement, que la température va en croissant de la surface au fond. Elle était seulement de 2°,8 au fond du lac Morat, à 45^m; mais elle a été trouvée de 4° au fond du lac de Zurich, à 133^m de profondeur, conformément à ce que fait prévoir la théorie ordinaire.

On observe le phénomène du mirage à la surface des lacs glacés : la glace baignée en dessous par de l'eau à 0° est moins froide que l'air ambiant ; elle cède de la chaleur à cet air, et le phénomène du mirage observé dans ces conditions comporte en somme la même explication que le mirage d'Égypte.

H.-F. WEBER. — Sur la relation entre les coefficients de conductibilité électrique et thermique dans les métaux, t. IV, p. 107-132.

On admet, d'après les expériences de MM. Wiedemann et Franz ([1]), de M. F.-E. Neumann ([2]) et de M. H. Lenz ([3]), que les conductibilités électriques et calorifiques des divers métaux sont proportionnelles.

M. Weber reprend cette question, et, pour éviter autant que possible les différences purement accidentelles, détermine en valeur absolue les conductibilités électrique et calorifique d'un même échantillon du métal sur lequel il opère.

Pour mesurer le pouvoir conducteur absolu pour la chaleur, M. Weber a recours à l'observation du refroidissement d'un anneau dans un espace à température constante, et il admet que la chaleur spécifique de l'unité de volume et les conductibilités intérieure et extérieure sont, non des constantes, comme on le suppose dans la théorie de Fourier, mais des fonctions linéaires de la température, ainsi que cela paraît résulter de toutes les expériences connues. Nous renverrons au Mémoire original pour le développement des formules qui conviennent à ce cas.

Une section de l'anneau est échauffée primitivement à une température connue, et l'on observe la loi du refroidissement dans deux sections convenablement choisies.

Le résultat général de cette première série de mesures, c'est que les deux coefficients qui caractérisent la conductibilité extérieure sont les mêmes pour tous les métaux. Quant à la conductibilité intérieure, voici les valeurs absolues trouvées par M. Weber, rapportées à la température de 0°; les unités fondamentales sont, comme de coutume, le centimètre, le gramme et la seconde :

Métaux.	k_0.
Cuivre	0,8190
Argent	1,0960
Cadmium	0,2213

([1]) *Pogg. Ann.*, t. LXXXIX, p. 530.

([2]) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LXVI, p. 185.

([3]) *Bulletin de l'Académie de Saint-Pétersbourg*, t. XV, p. 54.

Métaux.	k_0.
Zinc	0,3056
Laiton	0,1500
Étain	0,1446

La valeur absolue des conductibilités électriques des anneaux qui ont servi aux expériences précédentes s'obtenait, sans leur faire subir aucun changement, à l'aide d'une mesure électromagnétique. A cet effet, l'anneau à étudier est fixé sur un châssis en bois, de telle sorte que le plan de sa ligne médiane soit vertical et parallèle au méridien magnétique. Dans son voisinage immédiat, on place un fort aimant dont le milieu se trouve sur l'axe de l'anneau et à une petite distance de son plan; on observe l'amortissement des oscillations de l'aimant, dû à l'anneau, et l'on s'en sert pour calculer, d'après des formules indiquées par M. Weber, la résistance totale de l'anneau et enfin la conductibilité électrique spécifique d'un cube de la même matière dont les arêtes auraient pour longueur l'unité.

Les conductibilités électriques sont des fonctions linéaires de la température. M. Weber trouve pour leurs valeurs réduites à 0° :

Métaux.	χ_0.
Cuivre	$40,81.10^{-5}$
Argent	$65,87.10^{-5}$
Cadmium	$14,61.10^{-5}$
Zinc	$17,43.10^{-5}$
Laiton	$7,62.10^{-5}$
Étain	$10,34.10^{-5}$

Le rapport des conductibilités électriques et calorifiques à 0° est, d'après les Tableaux qui précèdent :

Métaux.	$\frac{k_0}{\chi_0}$.	Chaleur spécifique de l'unité de volume c_0.
Cuivre	$0,2007.10^4$	0,827
Argent	$0,1664.10^4$	0,578
Cadmium	$0,1515.10^4$	0,475
Zinc	$0,1753.10^4$	0,662
Laiton	$0,1968.10^4$	0,791
Étain	$0,1398.10^4$	0,380

Ce rapport varie donc d'un métal à un autre. Or M. Weber pense

que les valeurs qu'il donne pour les conductibilités calorifiques sont exactes à 1 pour 100, celles des conductibilités électriques à $\frac{1}{2}$ pour 100 de leur valeur. La variation du rapport avec la nature du métal serait donc parfaitement réelle.

Un examen attentif des valeurs de ce rapport montre qu'il est étroitement lié à la chaleur spécifique c_0 de l'unité de volume. Si l'on pose

$$\frac{k_0}{\chi_0} = a + bc_0,$$

et si l'on détermine a et b par les observations faites sur les métaux qui ont les valeurs extrêmes de la chaleur spécifique, le cuivre et l'étain, on trouve

$$a = 0{,}0880 . 10^4,$$
$$b = 0{,}1365 . 10^4.$$

Les autres métaux donnent alors :

Métaux.	$\frac{k_0}{\chi_0}$ calculé.	$\frac{k_0}{\chi_0}$ observé.
Laiton	$0{,}1960 . 10^4$	$0{,}1968 . 10^4$
Zinc	$0{,}1784 . 10^4$	$0{,}1753 . 10^4$
Argent	$0{,}1664 . 10^4$	$0{,}1662 . 10^4$
Cadmium	$0{,}1528 . 10^4$	$0{,}1515 . 10^4$

M. Weber a étendu ses résultats, par une méthode un peu différente, à des métaux moins bon conducteurs que les précédents : le plomb, le métal Wood et le bismuth. Ils satisfont, ainsi que le mercure, à la même relation empirique.

Métaux.	k_0.	x_0.	c_0.	$\frac{k_0}{\chi_0}$ observé.	$\frac{k_0}{\chi_0}$ calculé.
Mercure	0,0152	$1{,}047 . 10^{-5}$	0,441	$0{,}1452 . 10^4$	$0{,}1475 . 10^4$
Métal Wood	0,0319	$2{,}313 . 10^{-5}$	0,371	$0{,}1379 . 10^4$	$0{,}1373 . 10^4$
Plomb	0,0719	$5{,}351 . 10^{-5}$	0,340	$0{,}1345 . 10^4$	$0{,}1339 . 10^4$
Bismuth	0,0108	$0{,}838 . 10^{-5}$	0,293	$0{,}1288 . 10^4$	$0{,}1275 . 10^4$

L'auteur fait observer que le résultat de ses expériences n'est pas en désaccord avec ceux de MM. R. Lenz et Neumann, qui n'ont opéré que sur le cuivre, le laiton, l'argentan et le fer, dont les chaleurs spécifiques rapportées à l'unité de volume sont respectivement 0,83,

0,80, 0,80 et 0,84. Pour ces métaux, le rapport $\frac{k_0}{\chi_0}$ doit avoir des valeurs très voisines, comme l'avaient trouvé ces physiciens.

Des recherches encore inédites de MM. Tuchschmid et G. Weber semblent établir que la relation entre les deux sortes de conductibilités s'applique aux amalgames; mais les conducteurs non métalliques ne la vérifient pas. Pour le charbon, la conductibilité calorifique serait, d'après M. Zeller, au moins dix à vingt fois plus grande que celle qui se déduirait de sa conductibilité électrique et de sa chaleur spécifique.

J. TYNDALL. — Sur la diathermancie de l'air; réponse à un Mémoire de M. Buff, t. IV, p. 172-189.

On sait que M. Tyndall attribue aux vapeurs un pouvoir absorbant extrêmement considérable pour la chaleur obscure et que ses conclusions ont été attaquées par Magnus et par M. Buff (1). D'après ce dernier, une couche d'air sec de $0^m,045$ d'épaisseur absorbe de 50 à 60 pour 100 des rayons de chaleur qu'elle reçoit d'une source à $100°$, tandis que M. Tyndall n'attribue qu'un pouvoir absorbant insensible à une couche d'air sec trente fois plus épaisse; mais la chaleur qu'il emploie est obligée de traverser une plaque de sel gemme, et M. Buff affirme que la chaleur est tamisée par celle-ci de manière à ne plus contenir en quantité notable de rayons absorbables par l'air sec.

Pour répondre à cette objection, M. Tyndall cherche à reconnaître si la thermochrose du sel gemme et celle de l'air sont identiques pour les radiations à basse température, et il compare la transmission du sel gemme dans le vide et dans l'air. Un cube plein d'eau bouillante est adapté à l'une des extrémités d'un tube fermé contenant à l'extrémité opposée une pile thermo-électrique, et dans l'intervalle une plaque de sel gemme mobile à l'extrémité d'une tige qui glisse dans une boîte à cuirs. La déviation du galvanomètre est réduite dans le même rapport par l'interposition de la plaque de sel gemme, soit quand le tube est vide ou quand il est plein d'air sec. La proportion du faisceau incident non transmise

(1) Voir *Journal de Physique*, t. V, p. 357, et t. VII, p. 208.

par le sel gemme est seulement de 20 pour 100, au lieu de 60 pour 100, comme le voudrait M. Buff.

J.-L. SORET. — Recherches sur l'absorption des rayons ultra-violets par diverses substances. IIIe Mémoire, t. IV, p. 261-293 (1).

Ce Mémoire est principalement consacré à une nouvelle étude des spectres d'absorption des métaux des groupes de l'yttria et de la cérite [ytterbium, thulium, erbium, holmium (terre X), philippium, terbium, terre Y_α, terre Y_β (samarium, décipium), didyme, zirconium).

Quatre de ces métaux, l'erbium, l'holmium, le métal de la terre Y_β et le didyme, donnent un spectre d'absorption présentant un grand nombre de raies ou bandes dans les limites d'étendue du spectre solaire. Le Mémoire est accompagné d'un dessin de leurs spectres pour la partie violette et ultra-violette, qui est très caractéristique.

M. Soret a reconnu que beaucoup de sels terreux jouissent d'une fluorescence analogue à celle qu'il avait déjà signalée dans les dissolutions de sulfate et de chlorure de cérium. Cette fluorescence n'est provoquée que par les rayons ultra-violets extrêmes de l'étincelle d'induction; les radiations solaires ne sont pas assez réfrangibles pour la produire.

J.-L. SORET. — Observations sur un Mémoire de M. Schönn, t. IV, p. 510-515.

M. Schönn (2) substitue à l'oculaire fluorescent incliné de M. Soret un disque de papier à décalquer très fin, imbibé de sulfate de quinine que l'on observe avec un oculaire placé dans l'axe de la lunette. M. Soret, après avoir essayé ce procédé, le trouve inférieur à celui qu'il a proposé; la discussion des résultats obtenus par M. Schönn le conduit à la même conclusion. E. Bouty.

(1) Voir *Journal de Physique*, t. VIII, p. 145.
(2) *Ibid.*, t. IX, p. 349.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXII. — Mars 1881.

Ch. Soret. — *Sur l'état d'équilibre que prend, au point de vue de sa concentration, une solution saline primitivement homogène dont deux parties sont portées à des températures différentes*, p. 293.

C. Decharme. — *Formes vibratoires des pellicules circulaires de liquide sapo-saccharique*, p. 302.

E.-H. Amagat. — *Sur la compressibilité des gaz sous de fortes pressions*, p. 353.

L. Joulin. — *Recherches expérimentales sur la diffusion*, p. 398.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XI. — Mars 1881.

J.-W. Draper. — *Sur le phosphorographe d'un spectre solaire et sur les lignes de sa région infra-rouge*, p. 157.

C.-R.-Alder Wright. — *Sur la détermination de l'affinité chimique en fonction de la force électro-motrice;* IIIe Partie, p. 169.

Lord Rayleigh. — *Sur la manière de copier les spectres de diffraction et quelques phénomènes connexes*, p. 196.

L. Darwin. — *Sur la loi du décroissement de la lumière émise par une surface phosphorescente*, p. 209.

J. Brown. — *Théorie de l'action voltaïque*, p. 212.

Lord Rayleigh. — *Images formées sans réflexion ni réfraction*, p. 214.

S. Tolver Preston. — *Sur l'action à distance*, p. 218.

Oliver J. Lodge. — *Sur l'action à distance*, p. 220.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome XII. — N° 2. — Année 1881.

P. Chappuis. — *Absorption de l'acide carbonique par le charbon de bois; sa variation avec la température et la pression*, p. 161.

E. Lecher et J. Pernter. — *Absorption des rayons calorifiques obscurs par les gaz et les vapeurs*, p. 180.

L. Sohncke et A. Wangerin. — *Nouvelles recherches sur les anneaux de Newton*, p. 201.

E. Goldstein. — *Décharges électriques dans les gaz raréfiés*, p. 249.

F. Exner. — *Nature de la polarisation galvanique*, p. 280.

W. Beetz. — *Remarque sur la nature de la polarisation galvanique*, p. 290.

F. Schulze Berge. — *Production d'électricité par le contact des métaux et des gaz*, p. 293.

F. Schulze Berge. — *Remarques sur le Mémoire de F. Exner* « Sur la théorie de la recherche fondamentale de Volta », p. 319.

Nouvelle série. — Tome XII. — N° 3. — Année 1881.

H. Klang. — *Constantes élastiques du spath fluor*, p. 321.

R. Kœnig. — *Sur la cause des battements et des sons résultants dans les intervalles harmoniques*, p. 335.

R. Kœnig. — *Description d'un appareil pour produire les sons résultants dans les Cours*, p. 350.

F. Koláček. — *Contribution à la théorie de la résonnance*, p. 353.

E. Ketteler. — *Quelques applications de la loi de la dispersion aux milieux transparents, semi-transparents et opaques*, p. 363.

F. Lippich. — *Recherches sur les spectres des corps gazeux*, p. 380.

C. Fromme. — *Forces électromotrices des éléments galvaniques formés par le zinc et l'acide sulfurique avec le platine, le cuivre, l'argent, l'or et le charbon*, p. 399.

E. Bessel Hagen. — *Nouvelle forme de machine pneumatique de Töpler, et expériences réalisées par son moyen*, p. 425.

A. Ritter. — *Recherches sur la hauteur de l'atmosphère et la constitution des astres gazeux*, p. 445.

E. Lecher. — *Absorption des rayons solaires par l'acide carbonique de notre atmosphère*, p. 466.

W. Beetz. — *Sur la notion de polarisation galvanique*, p. 474.

W. Holtz. — *Formation artificielle d'un corps qui jouit de propriétés polaires*, p. 477.

ÉTUDES PHOTOMÉTRIQUES;

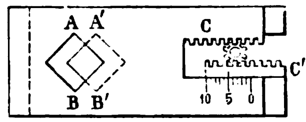
PAR M. A. CORNU.

Ayant été amené, dans différentes recherches, à étudier des dispositions simples pour la mesure des intensités lumineuses, j'ai obtenu divers appareils photométriques et spectrophotométriques qui me paraissent devoir rendre des services dans plusieurs branches de la Physique et de l'Astronomie.

Ces appareils sont fondés sur une propriété des lentilles découverte et utilisée par Bouguer, à savoir que l'image focale est, comme forme, indépendante de la grandeur et de la forme de l'ouverture de la lentille, et, comme intensité, proportionnelle à la surface de cette ouverture.

Première forme d'appareil : comparaison de l'éclat intrinsèque d'images réelles reçues sur un écran blanc. — L'appareil se compose de deux objectifs achromatiques, aussi identiques que possible, dont les axes optiques principaux se croisent au double environ de leur distance focale commune; chacun d'eux produit sur un écran blanc l'image d'un petit diaphragme rectangulaire placé sensible-

Fig. 1.



ment au foyer conjugué de l'écran; derrière chacun de ces petits diaphragmes, on place respectivement les deux sources de lumière, ou mieux la partie des sources de lumière dont on veut comparer l'éclat. On amène l'égalité des éclairements des deux images en faisant varier la surface de l'un des objectifs; à cet effet, chaque objectif est couvert par deux plaques métalliques glissant l'une sur l'autre par l'effet d'un pignon commun à deux crémaillères CC' (*fig.* 1), portant chacune une ouverture carrée AB, A'B'. Dans une de leurs positions relatives extrêmes, les deux carrés

sont en coïncidence et une ouverture carrée maximum livre passage à la lumière; dans l'autre position extrême, l'ouverture de l'une des plaques est cachée par la partie pleine de l'autre, de sorte qu'aucune lumière ne peut passer; dans les positions intermédiaires, les ouvertures se correspondent partiellement, et, comme elles sont taillées de façon que le mouvement relatif ait lieu suivant une diagonale, l'ouverture libre a toujours la forme carrée, quelle que soit sa dimension. De plus, comme le pignon est fixe, par la rotation du pignon, l'une des plaques s'élève autant que l'autre s'abaisse; il en résulte que le centre du carré variable reste fixe devant le centre optique de la lentille. C'est le dispositif connu sous le nom d'*œil de chat*, dont l'invention est généralement attribuée à S[t] Gravesande ([1]).

Pour faire une mesure de comparaison de deux lumières, on approche les sources aussi près que possible des petits diaphragmes rectangulaires et on règle leur position par deux conditions :

1° Leur image sur l'écran doit être aussi nette que possible ; à cet effet, on les avance ou on les recule d'une quantité convenable.

2° Les bords opposés des deux images doivent être en coïncidence aussi parfaite que possible, afin que la ligne de séparation des deux champs devienne invisible lors de l'égalité des éclats.

En second lieu, on choisit les points des sources lumineuses qu'on veut comparer et on amène leur image respectivement sur les deux bords dont l'image est commune sur l'écran.

Tout étant bien réglé, on ouvre au maximum le diaphragme carré de l'objectif correspondant à la source d'éclat minimum, et l'on amène l'égalité des deux éclairements le long du bord commun en manœuvrant la crémaillère de l'autre objectif : l'égalité est atteinte lorsque la ligne de séparation semble disparaître. Les ouvertures présentant un côté gradué ou une échelle convenable CC' (*fig.* 1), on calcule les éclats intrinsèques relatifs en prenant les inverses des carrés des graduations.

On peut varier indéfiniment la même mesure en diminuant un peu le diaphragme de la source d'éclat minimum et cherchant à re-

---

([1]) Bouguer, en raison de la coloration des verres dont il faisait usage, avait donné aux diaphragmes la forme de secteurs : les épaisseurs variables de l'objectif entraient ainsi toujours dans la même proportion (*Traité d'Optique*, p. 37; 1760).

trouver l'égalité : on obtient ainsi un nouveau couple de lectures dont le carré du rapport donne l'inverse du rapport des éclats, et ainsi de suite.

On a même en général, lorsque les sources sont très intenses, intérêt à diminuer l'ouverture des deux objectifs pour diminuer l'éclairement de l'écran : on juge ainsi beaucoup mieux l'égalité des deux champs lumineux.

Il peut arriver que les deux sources n'aient pas la même couleur; la comparaison des éclats n'a plus alors de sens précis. On rétablit la signification précise en examinant les deux images de l'écran avec un verre coloré de la couleur qui paraît le plus en rapport avec l'usage qu'on doit faire de ces sources. Pour éliminer l'influence des petites dissemblances des deux appareils, on les substitue l'un à l'autre, ce qui est facile, grâce à leur construction : en effet, chaque appareil est fixé sur la base d'un large tube cylindrique mobile à frottement sur un cylindre intérieur fixe. Cette disposition permet en outre d'incliner l'axe principal de l'objectif, de l'élever ou de l'abaisser à volonté.

Comme exemple instructif d'observation, on peut citer la comparaison de l'éclat intrinsèque du milieu de la flamme d'une lampe à pétrole à mèche plate avec celui de la même flamme vue de tranche : on trouve que l'éclat de la flamme vue de tranche est plus de dix fois supérieur à l'éclat du milieu de la flamme vue de face.

Pour effectuer cette comparaison, on prend une source auxiliaire (comme une lampe modérateur à double courant d'air, à verre cylindrique) et on choisit comme point de comparaison une partie de la flamme qui paraisse bien homogène, en particulier le bord de la flamme, qui possède un éclat vif et constant.

On dispose de l'autre côté la lampe à pétrole sur un support tournant autour d'une verticale passant par l'axe de la mèche, de sorte qu'une rotation de 90° place la flamme alternativement de face et de tranche. On compare ainsi l'éclat de chacun des deux aspects de la flamme à celui d'une source auxiliaire : si l'on a soin de laisser constante l'ouverture de l'objectif correspondant à cette source, le rapport cherché est égal à l'inverse des carrés des lectures sur l'autre objectif. La méthode de la source auxiliaire est évidemment générale et préférable à celle qui a été décrite plus haut, car elle élimine les inégalités de construction des dia-

phragmes ou de transparence des objectifs; c'est celle que j'ai adoptée dans les dispositifs perfectionnés qui vont suivre.

Deuxième forme d'appareil : suppression de l'écran blanc; microphotomètre. — Le dispositif ci-dessus permet, en remplaçant l'écran opaque et blanc par une feuille de papier huilé, un verre douci, etc., d'observer en arrière les deux images contiguës avec une loupe, ce qui rend l'observation plus commode et plus précise. On peut même supprimer cet écran et observer les images aériennes, qui sont infiniment plus fines et plus vives; mais, les axes principaux des deux lentilles formant un angle d'une quinzaine de degrés, les deux images réelles ne peuvent pas être vues simultanément dans la même position de l'œil, puisque les deux anneaux oculaires (images conjuguées des objectifs) sont séparés. La comparaison devient donc difficile ; elle ne peut redevenir précise que si l'on amène en coïncidence les axes optiques des deux objectifs. Pour y parvenir, j'ai employé d'abord le moyen bien connu qui consiste à interposer une glace sans tain à 45°, qui laisse passer par transmission le faisceau d'un des objectifs et qui amène par réflexion le faisceau provenant de l'autre objectif. Par un réglage convenable, on arrive facilement à obtenir les deux images réelles dans un même plan focal, qu'on observe avec un oculaire ou un microscope à faible grossissement. L'inégale proportion de lumière réfléchie et réfractée ne permet pas, dans ce cas, de comparer directement les deux sources; l'une d'elles sert de source auxiliaire ([1]). L'emploi de cette glace sans tain offre deux particularités qui peuvent dans certains cas présenter des inconvénients : elle polarise partiellement les deux faisceaux, l'un par réflexion, l'autre par réfraction ; si donc les lumières à comparer sont elles-mêmes partiellement polarisées dans

---

([1]) Si l'on avait quelque intérêt à connaître le rapport des intensités des sources I_1, I_2 et le rapport k des intensités transmises par réflexion et réfraction, on ferait deux observations croisées en intervertissant les sources et mesurant les rapports apparents m et n dans les deux cas :

$$\frac{kI_1}{I_2} = m, \quad \frac{kI_2}{I_1} = n,$$

d'où

$$k^2 = mn \quad \text{et} \quad \frac{I_1}{I_2} = \frac{m}{n}.$$

des plans non déterminés, les rapports des intensités sont altérés dans des rapports qu'il serait possible de déterminer, au prix de diverses opérations accessoires qui compliqueraient la méthode.

La seconde particularité est l'influence des deux surfaces de la glace sans tain, qui donnent chacune une image réfléchie de la source auxiliaire : on a donc ainsi deux images dans des plans focaux légèrement différents. On peut se débarrasser de l'une d'elles en prenant un glace assez épaisse ou en donnant une très légère inclinaison aux deux faces; on n'est arrêté que par l'irisation de l'image transmise.

En revanche, cette disposition se prête à une méthode photométrique applicable à divers phénomènes physiques et astronomiques (éclat relatif des diverses régions du spectre, photométrie stellaire, etc.) qui s'accommoderaient mal de la méthode précédente. Elle consiste à *noyer* l'image transmise dans l'éclat de l'image réfléchie (supposée large et uniforme), jusqu'à ce qu'elle disparaisse. L'influence des deux surfaces de la glace sans tain n'a plus d'inconvénient; on peut alors prendre une lame mince de verre à microscope; les deux images coïncident presque et donnent une intensité sensiblement double à la lumière réfléchie ([1]).

([1]) En faisant l'opération inverse, c'est-à-dire en noyant l'image réfléchie dans l'éclat de l'image transmise, on obtient une relation qui donne le rapport des intensités des deux lumières au moment où l'une efface l'autre.

En effet, soient I_1 l'éclat intrinsèque de l'image transmise supposée fixe, I_2 celui de l'image de la source auxiliaire qu'on rend variable par la manœuvre du photomètre et h le rapport cherché dans la première opération; soit S la surface libre de l'objectif du photomètre; on a

$$hSI_2 = I_1.$$

Dans la seconde on affaiblit I_2 en donnant à la surface libre de l'objectif la valeur S' :

$$hI_1 = S'I_2$$

d'où

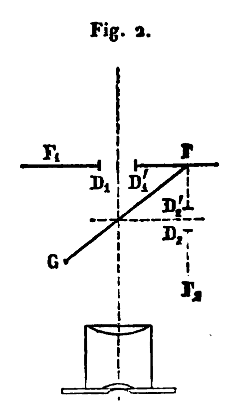
$$h^2 = \frac{S'}{S}.$$

Il suffit, pour cela, de prendre deux sources lumineuses assez larges pour donner des champs uniformes; on introduit alternativement dans le plan focal de chacune d'elles un petit diaphragme DD', successivement dans les positions $D_1D'_1$ et $D_2D'_2$

Dans le photomètre définitif (*fig.* 3), j'ai adopté la disposition que voici. La glace sans tain est remplacée par une glace de verre noir AA′, terminée par une arête rectiligne A normale au plan des axes principaux des objectifs. Les plans focaux AF_1 et AF_2 sont réglés de manière à passer rigoureusement par cette arête. Un microscope à faible grossissement (25 à 50 diamètres environ) permet donc de voir simultanément, de part et d'autre de l'arête rectiligne, les deux images des deux sources. En réglant convenablement la position des sources, on arrive à amener en contact avec l'arête les deux plages à comparer. Pour rendre la comparaison encore plus précise, on isole les deux plages à l'aide d'un diaphragme circulaire CC′ introduit dans le plan focal de l'oculaire du microscope. Le champ visible consiste alors en un petit cercle séparé en deux moitiés égales par la ligne presque invisible formée par l'arête (¹); l'une des moitiés présente une intensité fixe, l'autre une intensité variable à

(*fig.* 2), qui limite à une petite surface éclairée l'image de l'une des sources; on éteint cette petite image par l'augmentation relative de l'éclat de l'autre ou par la diminution de son éclat.

Fig. 2.



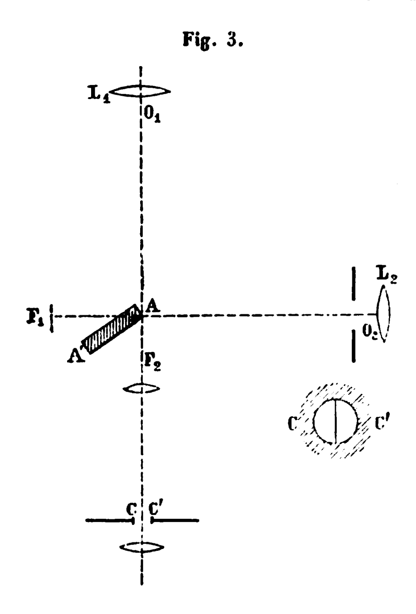
On trouve avec la lumière blanche que, lorsque le champ est environ quarante fois plus intense que la petite image à bords nets, cette image disparaît.

L'application de cette méthode aux diverses couleurs du spectre et à leur comparaison mutuelle mériterait, je crois, une étude spéciale.

(¹) On obtient à coup sûr une arête absolument parfaite, même sous des grossissements considérables, en coupant au diamant une lame à faces parallèles et en utilisant le bord opposé au trait de diamant; on noircit avec un vernis noir la face non utilisée et la tranche de la lame.

l'aide de l'écran photométrique : ce sont les meilleures conditions pour obtenir l'égalité des deux intensités. Dans ces circonstances, et surtout si l'on a soin d'atténuer les intensités jusqu'à une certaine

Fig. 3.



limite, l'œil acquiert une si grande sensibilité, que les moindres différences de composition des lumières se traduisent par une différence de teinte qui devient gênante dans l'appréciation de l'égalité ; il n'y a que les sources rigoureusement identiques ou monochromatiques qui donnent une impression d'égalité absolument satisfaisante.

Les plages à comparer peuvent être extrêmement petites; si les images focales sont bien pures et obtenues à l'aide d'objectifs achromatiques, le microscope qui sert d'oculaire peut les amplifier dans de grandes proportions : l'appareil est alors susceptible de mesurer l'éclat d'images extrêmement petites : de là le nom de *microphotomètre* que je propose de donner à cet instrument.

Ce genre de photomètre permet de mesurer non seulement l'éclat intrinsèque de l'image focale qui se peint dans le plan AF_1, il permet aussi de mesurer, lorsqu'on enlève l'objectif L_1, l'éclairement produit par une source quelconque dans le même

plan AF_1. En un mot, on peut mesurer l'intensité d'une onde lumineuse tangente au plan passant par l'arête A et la droite AF_1.

J'ai profité de cette propriété pour vérifier l'exactitude des indications du photomètre en admettant la loi de l'inverse du carré de la distance, qui paraît à l'abri de toute objection. Une source de lumière constante a été placée à des distances variables D. L'intensité I de l'éclairement produit dans le plan focal a été mesurée par la variation de l'ouverture du photomètre; cette intensité est mesurée par le carré de la diagonale δ de l'ouverture. On doit donc avoir

$$I = h\delta^2 \quad \text{et} \quad I = \frac{k}{D^2},$$

d'où

$$D^2\delta^2 = \text{const.}, \quad D\delta = \text{const.}$$

Le produit de la distance D de la source au plan AF_1, multipliée par la lecture δ du photomètre, doit donc être constante. Voici deux séries qui vérifient cette relation :

	I.		II.	
Distance D.	Lecture δ.	Produit $D\delta$.	Lecture δ.	Produit $D\delta$.
m 0,346..........	11,74	4,062	13,14	4,546
0,846..........	4,92	4,162	5,52	4,670
1,346..........	3,10	4,173	3,45	4,644
1,846..........	2,26	4,173	2,52	4,652
2,346..........	1,73	4,059	1,98	4,645

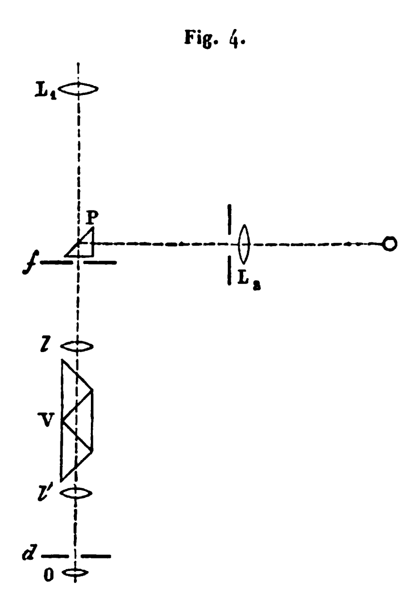
J'estime que l'erreur moyenne, dans les circonstances favorables d'intensité et d'égalité de teinte, ne dépasse pas $\pm \frac{1}{200}$.

Remarque. — L'appareil photométrique ne répond à sa propriété fondamentale que si la pupille reçoit *toute* la lumière qui a passé par l'ouverture des lentilles ou qui provient de la source; il importe donc de vérifier par l'observation de l'*anneau oculaire* du microscope (à l'aide d'une loupe additionnelle, rappelant le dynamomètre de Ramsden) : 1° que l'ouverture carrée minimum du photomètre L_2 est entièrement visible dans l'anneau oculaire; 2° que l'ouverture de l'objectif L_1, ou bien l'image de la source, est aussi entièrement visible et bien concentrique à l'image de l'ouverture carrée.

Troisième forme d'appareil : spectro-photomètre. — Les dis-

positions précédentes s'appliquent immédiatement à la comparaison de l'intensité des diverses couleurs du spectre : il suffit pour cela de faire tomber dans le plan de la fente d'un spectroscope l'image focale, produite par l'objectif L_1, de l'objet lumineux qu'on étudie et l'image focale, produite par l'objectif L_2, de la source auxiliaire. Cette seconde image est amenée par réflexion totale sur l'hypoténuse d'un prisme aussi petit que possible, dont les arêtes sont parallèles à la fente; c'est le dispositif de tous les spectro-

Fig. 4.



scopes. La moitié supérieure de la fente est ainsi éclairée par l'image de l'objet étudié, la moitié inférieure par celle de la source auxiliaire. On obtient ainsi deux spectres superposés séparés par une ligne noire qui n'est autre que l'ombre de la base, vue de tranche, du prisme hypoténuse : cette ligne peut être rendue très fine et presque invisible si l'on use avec soin la surface du prisme (choisi aussi petit que possible) bien normalement aux arêtes : l'astigmatisme inévitable des faces du prisme favorise d'ailleurs le réglage simultané des raies spectrales et de l'image de cette ligne noire.

Pour rendre la comparaison plus facile, un diaphragme *d*, percé d'une fente convenable, placé dans le plan focal de l'oculaire

O, permet d'isoler une petite région des deux spectres correspondant aux couleurs à comparer (1).

Si le diaphragme est mobile sur une graduation, chaque position pourra définir une longueur d'onde moyenne, à l'aide d'une comparaison préliminaire faite avec les raies de la lumière du Soleil.

(*A suivre.*)

INDICES DE RÉFRACTION DE L'EAU EN SURFUSION;

PAR M. B.-C. DAMIEN.

Les indices de réfraction de l'eau au-dessous de 0° n'ont jamais été déterminés. La seule expérience que je connaisse sur ce sujet est celle d'Arago (2), qui, par la méthode ordinaire, a vu « que, dans le passage de — 1°,3 à + 1°,2, la réfraction de l'eau ne varie pas assez sensiblement pour qu'avec un prisme de 30° on aperçoive un déplacement sensible dans l'image ».

Après quelques essais infructueux, Arago fait comprendre l'importance d'une pareille mesure et propose le programme suivant :

« Mesurer, avec la lunette du théodolite ou du cercle répétiteur, la réfraction de l'eau, en prenant pour point de mire l'une des bandes de Fraunhofer ou l'une des solutions de continuité produites dans le spectre à l'aide du verre bleu de cobalt.

» Faire, s'il est possible, ces mêmes observations sur l'eau qui reste liquide au-dessous de 0°, et voir si la loi des réfractions éprouve un changement brusque, soit à 4°, soit à 0°.

» Répéter les mêmes expériences par voie d'interférences et soumettre les résultats à la même discussion. »

Ce programme a été rempli en partie par M. Jamin, qui, par la

---

(1) Les réfractions du prisme à vision directe polarisent d'une manière sensible la lumière transmise; si donc la source à étudier était polarisée, il faudrait déterminer la direction du plan de polarisation et tenir compte de cette orientation par rapport au plan de réfraction. Une expérience photométrique préliminaire donnerait pour chaque couleur le coefficient relatif d'affaiblissement correspondant aux deux cas où la lumière est polarisée dans le plan de réfraction et dans le plan perpendiculaire; pour les azimuts intermédiaires, l'intensité se calculerait aisément.

(2) *OEuvres complètes*, t. X, p. 306 et 577.



méthode si délicate du réfractomètre interférentiel, a montré que de 30° à 0° les indices croissent d'une manière continue. Cet important résultat a été confirmé depuis par MM. Dale et Gladstone et par M. Rühlmann, par la méthode du prisme, et tout dernièrement par M. Lorenz, au moyen d'un appareil interférentiel.

J'ai mesuré les indices correspondant aux trois raies de l'hydrogène avec un prisme dont l'angle au sommet était d'environ 60°, qui, dans les conditions ordinaires, donne une approximation égale à trois unités de la cinquième décimale de l'indice quand la déviation minima est d'environ 25°, ce qui est le cas de l'eau. Mais il faut remarquer qu'ici la méthode employée est, en quelque sorte, une méthode différentielle, permettant plus de précision encore. En effet, la lunette étant pointée sur une raie à une température fixe, on attend environ une demi-heure et l'on fait une nouvelle détermination. La moindre variation de l'indice est accusée par un déplacement de la raie qui ne coïncide plus avec le réticule et dont il est facile de mesurer très exactement l'écart.

La température était ici la température ambiante, connue toujours très exactement et variant peu pendant la durée des expériences.

Pour opérer au-dessous de 0°, on ne peut songer à refroidir, en quelque sorte artificiellement, le prisme contenant de l'eau. J'ai profité des journées de froid intense que nous avons eues cet hiver, et je me suis installé dans un laboratoire sans feu et dont les fenêtres étaient ouvertes. Dans ces conditions, j'ai pu faire cinq déterminations au-dessous de 0°, la dernière étant à — 7°,8; j'ai ainsi obtenu les variations pour 1° des indices aux diverses températures entre 0° et — 8°.

J'ai eu bien souvent l'occasion, dans le courant de cette étude, d'observer une brusque diminution de l'indice sans cause apparente. L'image d'une raie étant superposée au réticule, on voit tout à coup cette image se déplacer lentement et graduellement. Un instant après seulement, des aiguilles de glace se formaient dans le prisme. Comme le fait remarquer M. Jamin, « la congélation se prépare pour ainsi dire à l'avance au moment où elle va s'opérer ».

Pour mieux mettre en évidence la marche générale des indices, je suis parti de la température + 20° et j'ai pu calculer les valeurs des indices de degré en degré, déduites par interpolation des me-

sures directes. Je me bornerai ici à quelques déterminations seulement. Aux valeurs des indices correspondant aux trois raies de l'hydrogène j'ajouterai la valeur du coefficient A de la formule de Cauchy, qui est en somme l'indice correspondant à une longueur d'onde infinie.

T.	H_α.	H_β.	H_γ.	A.
8°...........	1,33203	1,33798	1,34132	1,32481
6	12	807	41	90
4	18	12	48	95
2	23	18	53	500
0	25	20	55	2
— 2	28	23	58	5
— 4	30	25	60	7
— 6	32	27	61	10
— 8	33	28	62	11

Les nombres renfermés dans ce Tableau donnent d'abord une confirmation de ce fait, établi par M. Jamin, que le passage par le maximum de densité ne trouble en rien la marche des indices. Ils mettent aussi en évidence un résultat nouveau :

Les indices de réfraction de l'eau continuent à croître au-dessous de 0°, bien que la densité diminue.

On peut remarquer que les variations des indices sont très faibles. Je crois pourtant les avoir déterminées avec assez de précision pour mettre en évidence la marche générale, ce qui est le point important. Mais, pour apprécier rigoureusement des différences aussi faibles, il faudrait peut-être une méthode comportant plus de précision que celle du prisme. La méthode interférentielle s'impose donc ici. Ce serait ainsi répondre à tous les points du programme tracé par Arago. De semblables expériences ne peuvent être faites aisément, je crois, en refroidissant l'eau par un mélange réfrigérant. Ce n'est qu'après de nombreux tâtonnements et des précautions minutieuses que j'ai pu arriver à conserver l'eau liquide jusqu'à — 8° environ, et cela dans un prisme de très petit volume, exposé au refroidissement très lent de l'atmosphère. Dans le tube de l'appareil interférentiel, la difficulté serait sans doute plus grande encore. Malheureusement, à l'époque où j'ai terminé les expériences précédentes, la saison était trop

avancée pour pouvoir songer à une installation nouvelle. J'ai donc dû remettre la fin de cette étude à l'hiver prochain.

Le Tableau qui précède montre aussi que les variations du coefficient A sont de même sens que celles des indices. Il n'y a pas non plus de maximum correspondant à 4°. C'est là un résultat contraire à celui que vient de publier M. Lorenz (¹).

Au moyen d'un appareil interférentiel, M. Lorenz a déterminé entre 0° et 30° les variations des indices n et n_1, correspondant aux raies du sodium et du lithium (deux radiations très voisines, ce qui est déjà un inconvénient), et déduit de ses expériences les expressions empiriques suivantes :

$$(1)\quad \begin{cases} \dfrac{dn}{dt} = 10^{-6}(0,076 - 5,606\,t + 0,06403\,t^2), \\ \dfrac{dn_1}{dt} = 10^{-6}(0,952 - 5,586\,t + 0,06402\,t^2). \end{cases}$$

En substituant dans la formule de Cauchy, réduite à deux termes, on aurait

$$\frac{dA}{dt} = 10^{-6}(\alpha - 5,518\,t + 0,06402\,t^2).$$

L'auteur calcule ainsi les coefficients de t et t^2, nombres petits. Pour α, qui est le terme principal, il dit que les différences entre les coefficients correspondants des formules (1) (0,076 et 0,952) sont tellement considérables, que le calcul serait *illusoire*. Il a alors recours à une formule de même forme, de M. Matthiessen, qui donne le volume spécifique de l'eau entre 4° et 32°; il rend les coefficients de t^2 égaux dans les deux formules, en mettant un terme en facteur, et trouve

$$\frac{dv}{dt} = -10^{-6}.3,3613(21,743 - 5,504\,t + 0,06402\,t^2).$$

Les coefficients de t étant alors à peu près identiques, il *admet* qu'il doit aussi en être de même pour α, qu'il prend égal à 21,743. Il n'est dès lors pas étonnant que deux fonctions *supposées* iden-

(¹) *Journal de Physique*, t. X, p. 86 et 89, et *Annalen der Physik*, t. XI, p. 83; 1880.



tiques à un facteur numérique près s'annulent pour la même valeur $t = 4$ de la variable.

ÉTUDE DES PROPRIÉTÉS OPTIQUES D'UNE LAME DE MÉTAL POLARISÉE PAR UN COURANT ÉLECTRIQUE;

Par M. G. LIPPMANN.

On sait qu'une lame de platine plongée dans de l'acide sulfurique étendu ou dans une dissolution de sulfate de cuivre acquiert, par le passage d'un courant, une force électromotrice dite *de polarisation*. Ce changement dans les propriétés électriques du platine entraîne-t-il un changement dans ses propriétés optiques? Le retard qu'un rayon de lumière acquiert par la réflexion sur le platine varie-t-il lorsque la surface subit la polarisation galvanique? Pour essayer de résoudre cette question, j'ai étudié optiquement la surface d'une électrode de platine ou d'argent, en ayant recours successivement aux propriétés de la lumière polarisée et à un phénomène d'interférence.

Un miroir de platine ou d'argent, plongeant soit dans de l'eau aiguisée d'acide sulfurique, soit dans une dissolution de sulfate de cuivre, pouvait être intercalé dans le circuit d'un élément Daniell. Un rayon de lumière polarisé par un nicol tombait sur ce miroir et était ensuite reçu dans un compensateur de quartz de M. Jamin, suivi d'un nicol analyseur. Le rayon lumineux entrait et sortait normalement aux parois de l'auge en glaces qui contenait le liquide. On observait la position de la frange noire dans le compensateur, puis on fermait le courant. Si la polarisation galvanique modifiait les propriétés optiques de la surface de manière à faire varier la différence de phase entre les deux composantes principales du rayon lumineux incident, on devait voir la frange noire du compensateur se déplacer : il n'en fut rien; la frange resta sensiblement immobile. Le résultat fut le même, que l'incidence fût de 45° ou rasante, que le liquide employé fût de l'acide sulfurique étendu ou du sulfate de cuivre, que la force électromotrice du courant polarisant fût celle d'un élément Daniell ou d'un élément Bunsen. Il résulte de

cette expérience que la différence de phase des deux composantes de la lumière polarisée incidente ne change pas sensiblement par le fait de la polarisation galvanique.

Il restait à voir si le retard acquis par la réflexion ne variait pas d'une quantité appréciable, mais égale pour les deux composantes, et n'affectait pas leur différence de phase. A cet effet, j'ai eu recours au phénomène des anneaux de Newton. Une lame de verre fut appliquée contre la surface du platine, de façon à produire des anneaux larges de quelques millimètres. Ces anneaux furent observés sous des incidences variant de 10° à 25° environ, tantôt à la lumière naturelle, tantôt à la lumière monochromatique du sodium; on les regardait à travers un microscope grossissant une trentaine de fois. L'expérience consistait à voir si, au moment où l'on fermerait le courant polarisant, les anneaux se déplaceraient : ils restèrent immobiles.

Il résulte de ces deux séries d'expériences que la polarisation galvanique, qui modifie si fortement, comme on sait, les propriétés capillaires d'une surface métallique, ne produit pas de variation sensible de ses constantes optiques. Si l'on croit devoir attribuer la polarisation galvanique à un dépôt chimique adhérent, il faut supposer que ce dépôt est tellement mince qu'il ne modifie pas sensiblement les propriétés optiques de la surface.

Dans quelques-unes de ces expériences, j'ai fait croître la force électromotrice polarisante jusqu'à produire des bulles d'hydrogène visibles dans le champ du microscope, et j'ai eu ainsi l'occasion de faire quelques observations accessoires sur la manière dont apparaissent les bulles gazeuses produites par électrolyse. Lorsque ces bulles se produisent dans l'appareil qui donne les anneaux de Newton et qu'on les observe à la lumière blanche, l'expérience est brillante. Les bulles sont, en effet, colorées en vertu du phénomène des lames minces, et elles se détachent sur le fond, également coloré, fourni par la lame mince liquide comprise entre la lame de verre et le platine avec une couleur différente et un éclat plus vif; on les voit souvent se détacher en rose sur fond vert. Les petites bulles de gaz apparaissent successivement et brusquement en certains points de la lame de platine, points favorisés et qui restent toujours les mêmes. Les bulles déjà formées croissent sur place; puis il en naît en d'autres points du platine. Quand on renverse le sens du courant,

les bulles gazeuses disparaissent dans l'ordre inverse de celui où elles ont apparu. Le dépôt gazeux présente, pendant qu'il se produit ou qu'il disparaît, les mêmes aspects successifs qu'une buée qui se condense ou qui s'évapore à la surface d'une lame polie. Les analogies qui viennent d'être signalées entre l'électrolyse et un changement d'état peuvent être complétées par une remarque que j'ai eu l'occasion de faire antérieurement : il y a un retard d'électrolyse comme il y a un retard d'ébullition, c'est-à-dire que, pour faire naître des bulles de gaz, il faut employer des forces électromotrices d'autant plus grandes que la surface sur laquelle on opère est plus petite ; avec une très petite surface de mercure, le retard atteint jusqu'à $\frac{1}{2}$ daniell.

SUR LA PASSIVITÉ DU FER;

Par M. E. BIBART.

Un très grand nombre d'expériences ont été faites sur la passivité du fer. J'ai eu l'occasion d'en répéter plusieurs, et dans des conditions parfois assez différentes de celles où s'étaient placés leurs auteurs. Il m'a paru intéressant de réunir en quelques pages les résultats que l'on peut considérer comme acquis à ce sujet.

I. Keir [1] a montré, en 1790, que le fer plongé dans l'acide azotique monohydraté devient passif, c'est-à-dire qu'il n'est plus attaqué par l'acide azotique ordinaire. On a reconnu depuis que l'intervention de l'acide azotique monohydraté n'est pas nécessaire et que le fer peut devenir passif dans beaucoup d'autres circonstances.

1° Chauffons, par exemple, une pointe de Paris dans la flamme d'un bec Bunsen jusqu'à ce qu'elle se recouvre d'une couche bleue d'oxyde; laissons-la refroidir à l'air et plongeons-la dans l'acide azotique ordinaire : nous verrons qu'elle n'y est pas attaquée [2].

---

(1) Keir, *Phil. Trans.*, p. 359; 1790.
(2) Schönbein, *Pogg. Ann.*, Bd. XXXVII, p. 393; 1836.

La passivité du fer est due ici évidemment à la couche d'oxyde insoluble qui s'est formée à sa surface.

2° Attachons deux pointes aux extrémités des rhéophores d'une pile de Bunsen de 2 ou 3 éléments, et plongeons en partie les pointes dans l'acide azotique ordinaire, de manière que les fils d'attache n'y plongent pas. Tout d'abord *rien ne semble* se produire au pôle positif, tandis qu'un dégagement abondant de bioxyde d'azote a lieu au pôle négatif. Le fer du pôle négatif s'attaque énergiquement; l'autre se recouvre peu à peu d'un enduit noir. Interrompons le courant : le fer du pôle positif est devenu passif tandis que l'attaque du pôle négatif continue ([1]).

Dans ce cas, la passivité du fer a été déterminée par l'oxygène, qui s'est condensé sur sa surface et qui a fini par l'oxyder. Le bioxyde d'azote, au contraire, qui s'est dégagé au pôle négatif, n'a pu préserver le fer.

3° Le contact d'un fil d'or, de platine ou d'un morceau de charbon empêche l'attaque du fer dans l'acide azotique ordinaire ou même arrête l'attaque lorsqu'elle n'est pas trop violente ([2]). Ce fait s'explique facilement si l'on remarque que les courants qui s'établissent entre le fer et le platine à travers le liquide dégagent de l'oxygène sur le fer.

Pour rendre plus manifeste l'intervention des courants électriques, on peut disposer l'expérience de la manière suivante :

Un clou AB, de $0^m,06$ à $0^m,07$ de long (*fig.* 1), est attaché à un fil de platine BC. On plonge la pointe A dans l'acide ordinaire et *aussitôt* on enfonce l'extrémité du fil de platine. En enfonçant celle-ci suffisamment et en la rapprochant du fil de fer, on parvient à arrêter l'attaque du fer *sans le toucher* (du moins dans le liquide).

4° Dans ces expériences, on peut remplacer le fil de platine par un fil de fer déjà passif. Ainsi Schönbein recourbait un fil de fer en forme d'Ω, chauffait une des extrémités, la plongeait dans l'acide azotique ordinaire ; la seconde extrémité, plongée ensuite, devenait passive.

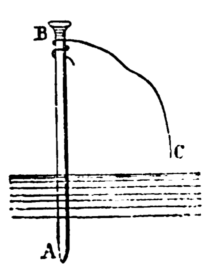
Il résulte de là ce fait important à retenir : c'est que le fer passif

([1]) Schönbein, *Pogg. Ann.*, Bd. XXVIII, p. 493 ; 1836. — Beetz, *Pogg. Annalen* Bd. LXII, p. 234, et Bd. LXIII, p. 415 ; 1844.

([2]) Schönbein, *Pogg. Ann.*, Bd. XXXVII, p. 395, et Bd. XLIII, p. 103 ; 1838.

se comporte par rapport au fer actif comme un fil de platine. On peut se dire, il est vrai, que les courants qui portent l'oxygène sur le fer neuf et le rendent actif dégagent en même temps sur le fer

Fig. 1.



passif une quantité équivalente de bioxyde d'azote (ou d'hydrogène si l'acide est étendu) et devraient par là lui rendre son activit Mais il faut remarquer que, si la couche de bioxyde d'azote dégagé sur le fer passif est très faible, elle se dissout en grande partie dan l'acide azotique.

Il faudra donc, pour que cette couche de bioxyde d'azote soi faible, que le fer passif ait une surface assez grande par rapport au fer actif. C'est ce dont on peut se rendre compte de la manière suivante. On chauffe un clou à l'une de ses extrémités et on l'enfonce progressivement dans l'acide ordinaire en plongeant d'abord la partie oxydée : le clou devient passif dans toute sa longueur. Si au contraire on avait enfoncé d'abord la partie active, le clou se serait attaqué tout entier (¹).

Enfin voici une autre expérience fort curieuse et qu'il serait difficile d'expliquer autrement que par cette intervention des courants électriques.

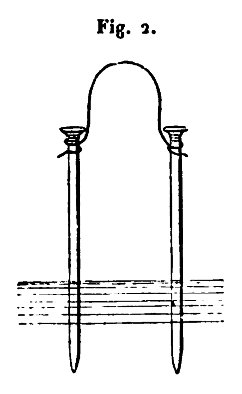
Deux clous neufs sont reliés par un fil de cuivre et plongés en partie dans l'acide (*fig.* 2). En faisant varier la longueur de la partie plongée, on arrive à rendre l'attaque excessivement faible sur les deux clous. Mais il arrive souvent que des *pulsations* apparaissent sur les deux clous; la couche de gaz qui les entourait disparaît

(¹) Schönbein, *ibid.*

brusquement et leur surface redevient brillante. *Les deux clous actifs se sont rendus mutuellement passifs.*

Les courants qui s'établissent entre les deux clous dégagent en effet des quantités d'oxygène proportionnellement plus grandes que les quantités de bioxyde d'azote, ce dernier gaz se dissolvant à

Fig. 2.



mesure dans l'acide; les clous finissent par se couvrir d'une couche d'oxygène, par s'oxyder et par devenir passifs.

II. Les phénomènes que nous venons d'exposer vont nous permettre maintenant de comprendre comment la passivité se conserve.

On sait en effet que le fer passif peut rester pendant près d'un mois dans l'acide azotique ordinaire sans être sensiblement attaqué. D'un autre côté, M. Varenne (1) a constaté que dans l'acide étendu l'attaque du fer se manifeste au bout d'un temps d'autant plus court que l'acide est plus étendu.

Remarquons d'abord que le fer passif n'est pas absolument inattaqué par l'acide ordinaire. Il suffit pour s'en convaincre d'attacher un clou passif et un fil de platine aux extrémités des fils d'un galvanomètre sensible et de les plonger tous deux dans de l'acide azotique ordinaire : on constate une déviation très faible, mais persistante, indiquant un courant qui va du fer au platine à travers le liquide.

---

(1) *Ann. de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XX, p. 240; 1880.

Il est facile alors de comprendre ce qui se passe lorsqu'on laisse un clou passif dans de l'acide azotique plus ou moins étendu.

Si la couche d'oxyde qui le protège vient à disparaître en un point, une action électrochimique intervient aussitôt entre les parties passives et celles qui ne le sont plus, de manière à dégager de l'oxygène sur ces dernières, qui redeviennent passives. L'action chimique se modère donc d'elle-même, et c'est elle précisément qui entretient la passivité. Finalement, le fer peut se dissoudre tout entier sans avoir cessé d'être passif, c'est-à-dire sans que l'attaque se soit jamais produite avec violence. La dissolution du fer sera donc très lente, surtout dans l'acide ordinaire, mais elle ira en s'accélérant à mesure que le degré de concentration de l'acide viendra à diminuer.

III. D'après toutes les explications qui précèdent, il est facile de prévoir que toute action qui aura pour effet de détruire la couche d'oxyde formée devra faire cesser la passivité.

MM. Boutmy et Château ([1]) ont montré en effet que le fer passif chauffé dans un courant d'hydrogène perd une partie de son poids et redevient actif.

Un fil de fer passif pris pour électrode négative dans l'acide azotique redevient également actif. Il en est de même si l'on touche le fer passif avec un métal positif par rapport à lui, tel que Cu, Sn, Zn, Bi, Sb, Pb, ou encore avec du fer actif ([2]).

Dans ces dernières actions, il est encore possible de mettre en évidence l'intervention du phénomène électrochimique en procédant de la manière suivante. Aux extrémités des fils d'un galvanomètre on attache d'un côté un clou passif, de l'autre un fil de cuivre, et on les plonge dans l'acide azotique ordinaire. Le cuivre s'attaque et le galvanomètre montre que le courant va du cuivre au fer à travers le liquide. On enfonce alors le fil de cuivre et on le rapproche davantage du fer pour donner au courant plus d'intensité. On voit alors le courant changer brusquement de sens, et le fer redevient actif.

Pour que l'expérience réussisse, il faut que le fer ne soit pas

---

(1) *Cosmos*, t. XIX, p. 117; 1861.
(2) Herschel, *Pogg. Ann.*, Bd. XXXII, p. 212; 1834.

passif depuis trop longtemps, car alors, la couche d'oxyde qui le protège étant plus épaisse, il pourrait ne pas s'attaquer même par le contact du cuivre.

Dans cette attaque du fer passif on remarque souvent un phénomène fort curieux, étudié par Herschel et par Schönbein (¹).

Prenons un clou neuf; plongeons-le dans l'acide en le touchant avec un fil de platine : sa surface demeure brillante. Retirons le fil de platine, et, quelques minutes après, touchons-le avec un fil de cuivre : une couche brune part aussitôt du point touché, s'étend sur la surface du clou, puis disparaît brusquement pour se reproduire de nouveau. Parfois ces *pulsations* s'accélèrent, et alors l'attaque du fer finit par devenir continue. Parfois, au contraire, les pulsations se ralentissent et cessent; la surface du fer redevient brillante tout à coup : le fer est devenu passif.

Au contact du cuivre les points les plus voisins du fer deviennent actifs; les courants qui s'établissent entre les parties passives et les parties actives du fer dégagent de l'oxygène sur ces dernières, qui redeviennent passives. De là ces alternatives d'activité et de passivité. Selon l'intensité de l'action exercée par le cuivre, l'un ou l'autre des effets finit par l'emporter.

On reproduit très facilement ces pulsations en plongeant un clou neuf dans l'acide et touchant en même temps chacune de ses extrémités par un fil de cuivre et par un fil de platine.

IV. Avant de conclure, il convient de remarquer que le fer n'est pas le seul métal qui puisse présenter le phénomène de la passivité.

Ainsi le nickel, le cobalt qu'on a oxydés en les chauffant à l'air ne sont pas attaqués dans l'acide azotique (²). L'étain, qui n'est pas attaqué par l'acide azotique fumant, est moins vivement attaqué par l'acide ordinaire lorsqu'on l'entoure d'un fil de platine. Enfin le bismuth entouré d'un fil de platine ne semble pas s'attaquer tout d'abord dans l'acide de densité 1,4, mais bientôt des pulsations se produisent et l'attaque commence.

Or, pour tous ces métaux, l'oxyde formé est plus ou moins inso-

---

(¹) HERSCHEL, *ibid.* — SCHÖNBEIN, *Pogg. Ann.*, Bd. XXXVIII, p. 447; 1836.

(²) NICKLÈS, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XXXVII, p. 284; 1853.

luble dans l'acide azotique concentré et joue par rapport au métal le rôle d'un corps électronégatif, comme le platine.

Pour le zinc, au contraire, qui ne présente pas la passivité, l'oxyde formé est facilement soluble et joue par rapport au métal le rôle de corps électropositif ([1]).

Conclusions. — La passivité du fer n'est pas produite par une couche de sous-azotate insoluble, comme l'avaient pensé quelques physiciens, puisque l'action préalable de l'acide azotique n'est pas nécessaire. Elle est due encore moins à la formation d'une couche de bioxyde d'azote : toutes les expériences citées le prouvent, et d'ailleurs ce gaz se dissoudrait rapidement dans l'acide azotique.

La passivité est produite, au contraire, par toute cause qui tend à oxyder le fer; elle est détruite par toute cause qui tend à le désoxyder. La passivité est donc due soit à une couche d'oxyde ([2]), soit à une couche d'oxygène.

Les oxydes formés à la surface du fer peuvent préserver le fer par leur présence même, en l'enveloppant d'une sorte de vernis inattaquable, ou bien ils préservent le fer à la manière du platine, en dégageant sur les parties dénudées une couche protectrice d'oxygène.

Le fer qui vient d'être rendu passif par le contact du platine conserve en effet tout son éclat, et un simple choc suffit pour lui faire perdre sa passivité. Après une immersion prolongée dans l'acide, on voit au contraire sa surface se ternir; un choc ne peut plus le rendre actif, et le contact du cuivre peut même ne pas suffire pour produire l'attaque.

On doit donc admettre que la passivité, dans ce cas, est d'abord produite par une simple couche d'oxygène condensé sur la surface du platine. Mais peu à peu une couche d'oxyde se forme et le fer perd alors beaucoup plus difficilement sa passivité, tout comme le fer qui a été préalablement oxydé dans la flamme d'un bec Bunsen.

([1]) BEETZ, *Pogg. Ann.*, Bd. LXVII, p. 365; 1846. — *Archives de l'électricité*, t. IV, p. 509; 1844.

([2]) FARADAY, *Phil. Magazine*, t. XX, p. 60, et t. X, p. 175 (1837); *Experimental researches*, t. II, p. 239.

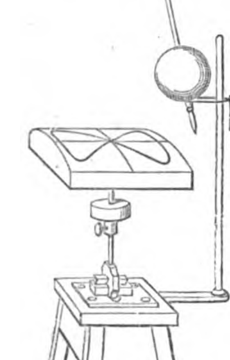
INSCRIPTION MÉCANIQUE DES FIGURES DE LISSAJOUS;

PAR M. A. CROVA.

Il est facile de tracer mécaniquement les figures de Lissajous, en rendant l'expérience très visible pour un nombreux auditoire; voici l'appareil dont je fais usage dans ce but :

Un long pendule (*fig.* 1), formé d'un fil d'acier auquel est suspen-

Fig. 1.



due une sphère de plomb, est fixé au plafond de la salle; la sphère porte à sa partie inférieure un style auquel on adapte un petit pinceau que l'on trempe dans de l'encre. Le pendule, étant écarté de la verticale au moyen d'un fil que l'on brûle au moment de l'expérience, décrit une oscillation plane, et, s'il est assez long et son amplitude assez faible, l'arc décrit se confond avec une ligne droite.

Au-dessous de ce pendule de période d'oscillation fixe, se trouve un pendule composé oscillant dans un plan perpendiculaire à celui du précédent; il est formé d'une tige de fer munie d'un couteau d'acier qui repose sur deux plans d'acier fixés sur un support en bois. Deux poids en plomb, l'un fixé au-dessus du couteau, l'autre mobile le long de la partie inférieure de la tige, permettent de donner au pendule composé ainsi formé une période d'oscillation variable à volonté. L'extrémité supérieure de la tige porte un plateau léger en bois, ayant la forme d'une surface cylindrique dont l'axe géométrique coïncide avec l'arête du couteau, comme dans le pantélégraphe Caselli, et sur lequel on fixe, au moment de l'expérience, une feuille de papier, au moyen de pains à cacheter.

Le pendule supérieur est vertical et au repos; on dispose le pendule composé au-dessous de lui, de manière que l'extrémité du pinceau soit en contact avec le centre du plateau; celui-ci est alors écarté de sa position d'équilibre et le pinceau fixe trace sur le plateau l'une des oscillations composantes.

Le plateau est ramené au repos à sa position d'équilibre; le pendule, écarté de la verticale, trace la seconde oscillation composante perpendiculaire à la première.

Enfin, le pendule est écarté de la verticale au moyen d'un fil attaché à un support fixe, et le pendule composé étant mis en mouvement, si l'on brûle le fil à une phase déterminée d'oscillation du pendule composé, le pinceau trace sur le papier la courbe résultante. On inscrit ainsi très bien, et avec assez de lenteur pour que l'œil puisse suivre de loin toutes les courbes qui résultent des deux mouvements composants, les ellipses de l'unisson et les courbes de l'octave, de la quarte, de la quinte et de la quinte de l'octave. On a préalablement tracé sur la tige de fer des repères indiquant les positions que l'on doit donner au poids mobile pour que la durée d'oscillation du plateau soit la même que celle du pendule pour l'unisson, le double pour l'octave, etc.

Dans l'appareil dont je me sers, le pendule supérieur a une longueur de $6^{m},7$, la durée d'une oscillation est de $2^{s},6$, et les figures tracées sont inscrites dans un carré de $0^{m},25$ de côté ou dans un rectangle dont les côtés sont inférieurs à $0^{m},25$.

On pourrait construire cet appareil de dimensions réduites, de manière à le rendre transportable; mais il est préférable, dans cer-

tains cas, de l'installer à poste fixe dans un amphithéâtre, en utilisant le pendule de Foucault destiné à démontrer l'invariabilité du plan d'oscillation du pendule.

Ce mode d'inscription me paraît être une utile introduction aux expériences de Lissajous et à l'étude des vibrations elliptiques.

W. KOHLRAUSCH. — Ueber Tône die durch eine begrentze Anzahl von Impulsen erzeugt werden (Sur les sons produits par un nombre limité d'impulsions); *Ann. der Physik und Chemie*, t. X, p. 1; 1880.

Une lame de bois de 3^m de longueur, fixée au plafond d'une salle, porte un poids de 6^{kg} et forme un pendule que l'on peut écarter plus ou moins de la verticale, de manière à le laisser tomber à un moment donné d'une hauteur variable à volonté.

Il se termine en bas par une lame métallique taillée en arc de cercle, dont le centre est au point de suspension du pendule. La lame est percée de trous équidistants dans lesquels on fixe solidement des dents qui la dépassent.

On place au-dessous une carte portée par une pièce de bois; on peut, à volonté, la mettre sur le trajet des dents ou l'en éloigner. Dans le premier cas, il se produit, comme dans la roue de Savart, une série de chocs qui se succèdent à des intervalles de temps variables avec la distance des dents et la vitesse du pendule. Leur nombre est égal à celui des dents.

On détermine la vitesse du pendule à l'aide d'un chronoscope, la hauteur du son en se servant d'un monocorde, dont on place le chevalet de telle sorte que le son de la corde soit d'abord sensiblement plus aigu, puis plus grave que celui du pendule. Le rapport inverse des deux longueurs de corde mesure l'*intervalle caractéristique* de la hauteur pour le son considéré, c'est-à-dire la différence de hauteur qui permet de distinguer deux sons voisins l'un de l'autre.

L'auteur trouve dans son travail une vérification expérimentale au moins approchée de la théorie de l'audition de M. Helmholtz. Un son se distingue d'un autre qui fait deux vibrations de plus ou de moins si l'intervalle des deux sons n'est pas plus petit que $\frac{21}{23}$.

Le procédé, comme on le voit, n'est pas très sensible, car le plus petit intervalle observé entre le son de la corde et celui du pendule est à peu près un demi-ton. On distingue facilement un intervalle de $\frac{499}{500}$ lorsque l'on compare le son de la corde à celui d'un diapason.

Seize vibrations suffisent pour que la hauteur d'un son soit déterminée. A partir de ce nombre, la finesse d'appréciation de l'oreille n'augmente plus, résultat déjà trouvé par MM. Exner et Auerbach. E. GRIPON.

R. KŒNIG. — Untersuchungen über die Schwingungen einer Normalstimmgabel (Recherches sur les vibrations d'un diapason normal); *Annalen der Physik und Chemie*, t. IX, p. 394; 1880.

Un diapason *do*[1] de 128 vibrations simples commande l'échappement et règle la marche d'une horloge. On compare la marche de l'horloge à celle d'un bon chronomètre. Si la différence de marche est de $\pm 1^s$ par heure, le diapason fait en une seconde 128 vibrations $\pm \frac{128}{3600}$ ou 0,0355. L'une des branches du diapason porte un objectif de microscope; on a fixé à la seconde un miroir d'acier qui sert de contre-poids. L'un et l'autre permettent de comparer, par la méthode optique, le mouvement du diapason à celui d'un autre corps sonore. On règle la période des vibrations à l'aide de vis micrométriques qui supportent de petites boules pesantes.

L'appareil est placé dans une salle dont on cherche à rendre la température à peu près constante, car cet élément influe sur le nombre des vibrations, et par suite sur la marche de l'horloge. Le diapason est réglé pour la température de 20°. Un thermomètre est placé entre ses deux branches.

On a constaté, avec deux diapasons *do*[3] (512 vibrations) et à l'aide de la méthode optique, que, si l'on échauffe l'un d'eux de telle sorte que le nombre des vibrations augmente de 4, l'influence de l'échauffement est encore sensible au bout de deux heures, mais disparaît bientôt après.

Si un diapason est sur une caisse résonnante, l'influence de celle-ci n'est pas sensible lorsque le son propre de la caisse est assez voisin de celui du diapason pour que le renforcement soit

énergique. Mais, lorsque la caisse et le diapason sont à très peu près à l'unisson, la vibration du diapason est de courte durée. On retrouve là le phénomène signalé par M. Bourget pour les cordes mises en mouvement par un diapason et que j'ai indiqué également pour les cordes, les verges et les membranes.

Un résonnateur peut de même avoir une influence sur le son d'un diapason voisin. S'il est à une tierce mineure au-dessous de l'instrument, le nombre des vibrations est un peu diminué. L'effet cesse au moment de l'unisson et se produit en sens inverse si le résonnateur est plus aigu.

La comparaison de l'horloge et du chronomètre à différentes températures donne une variation de $0^{vib},0143$ par seconde lorsque la température s'élève de 19° à 20°. D'autres expériences, faites en chauffant un diapason dans une caisse et le comparant, par la méthode optique, avec un autre diapason de même hauteur et de température invariable, ont montré que, pour une différence de 5° à 30°, la variation moyenne de hauteur rapportée au degré centigrade est de $0^{vib},059$ à $0^{vib},054$. L'influence de la température est donc sensiblement constante et rentre dans les limites des erreurs d'expérience tant qu'elle ne dépasse pas 50° ou 60°.

Un diapason chauffé jusqu'à 100° ne vibre que pendant un temps très court. L'effet de la chaleur est surtout de faire varier l'élasticité du métal. Il est plus grand pour les diapasons épais.

La variation de ton d'un diapason do^3 qui fait 512 vibrations à 20° est de $0^{vib},0572$ par degré centigrade. Les diapasons do^3 fabriqués jusqu'ici par M. Kœnig font réellement $512^{vib},3548$ à 20° et 512 vibrations à 26°,2.

L'influence de la chaleur sur le diapason normal français, accordé à 15°, est de $0^{vib},0972$ par degré. Le diapason normal du Conservatoire fait $870^{vib},9$ à 15°, et c'est à 24°,2 qu'il donne 870 vibrations. Ce diapason étant monté sur une caisse, ces nombres ne doivent pas être considérés comme absolus. E. Gripon.

Preliminary report of the Comittee, etc., etc. (Rapport préliminaire du Comité, composé de MM. W.-E. Ayrton, secrétaire, O.-J. Lodge, E.-H. Gordon et J. Perry, chargé de mesurer la constante diélectrique d'un bon vide de Sprengel et la résistance spécifique des gaz sous différentes pressions); Londres, 1881.

Le Comité ne s'est occupé jusqu'à présent que de la mesure des variations qu'éprouve la capacité d'un condensateur à lame d'air suivant la pression de ce gaz.

Le condensateur était composé de cinq cylindres en aluminium ($0^m,393$ de longueur), disposés concentriquement à environ $\frac{1}{3}$ de centimètre de distance. Les trois cylindres de rang impair communiquaient entre eux et constituaient l'une des armatures; les deux cylindres de rang pair, communiquant aussi entre eux, formaient l'autre armature. Le tout était enfermé dans un tube en verre ($0^m,585$ de longueur, $0^m,055$ de diamètre), relié à une trompe de Sprengel permettant d'obtenir un vide de $0^{mm},001$ de mercure.

La capacité de ce condensateur (A) était mesurée à l'aide d'un condensateur (B) de sir W. Thomson (*sliding condenser*) à capacité variable; on règle celle-ci jusqu'à ce qu'elle soit égale à celle de (A); une échelle donne les variations de la capacité de (B). Pour apprécier l'égalité de capacité, on s'est servi d'un procédé indiqué par le Dr O.-J. Lodge, qui consiste à intercaler chacun des condensateurs dans les deux branches (1) consécutives d'un pont de Wheatstone, dont les deux autres branches ont des résistances égales; le galvanomètre du pont est remplacé ici par un téléphone très sensible : le courant principal étant fermé et ouvert périodiquement, il en résulte, dans le téléphone, un son qui s'éteint dès qu'il y a égalité entre les deux capacités.

Le Comité a constaté ainsi que la capacité de (A) diminue de 0,006 à 0,008 de sa valeur quand on passe de l'air sous la pression normale au vide le plus parfait qu'on ait pu obtenir ($0^{mm},001$ de mercure), tandis que, dans le cas où la pression ne descend que vers 5^{mm}, la diminution de capacité n'est que de 0,001 de la valeur primitive.

---

(1) Résistance de chacune de ces branches, 800 ohms; résistance des deux autres branches et du circuit principal, 3 ohms.

Quelques irrégularités que présentent les courbes déduites des expériences ont engagé le Comité à regarder celles-ci comme préliminaires et à ne pas publier encore leurs résultats, sauf celui que nous avons mentionné, qu'il regarde comme bien établi.

L'idée d'employer un téléphone est très heureuse; cet instrument permet de se servir de courants alternatifs et d'éviter ainsi les résidus, dans le cas de diélectriques solides. Mais l'emploi d'un condensateur à capacité variable ne me paraît pas indispensable; je crois qu'on pourrait remplacer avantageusement la variation de capacité par la variation de résistance d'une des branches du pont qui ne renferment pas de condensateur. L'expérience m'a montré que, pour d'aussi faibles capacités, la charge et la décharge des condensateurs sont complètes pendant le temps très court où le circuit principal est ouvert ou fermé, quand même les résistances des branches qui renferment les condensateurs seraient encore plus grandes; dès lors, ces résistances ne sont plus en jeu. Le courant permanent ayant le temps de s'établir dans un circuit aussi peu résistant, désignons par i son intensité; soient r_1 et r_2 les résistances des deux branches du pont traversées par le courant, V_1 et V_2 les potentiels des deux armatures du premier condensateur de capacité C, V_2 et V_3 les potentiels des armatures du second, de capacité C′, quand la charge est achevée.

Les armatures en communication entre elles et avec le téléphone (au même potentiel V_2) renferment alors respectivement des quantités d'électricité égales à $C(V_2 - V_1)$ et $-C'(V_3 - V_2)$. Au moment de la décharge (quand le circuit principal est ouvert), pour que le téléphone se taise, il faut qu'il ne circule pas d'électricité dans son milieu et que par conséquent

$$C(V_2 - V_1) - C'(V_3 - V_2) = 0; \tag{1}$$

même condition pour la charge.

On tire de (1)

$$\frac{C}{C'} = \frac{V_3 - V_2}{V_2 - V_1} = \frac{ir_2}{ir_1} = \frac{r_2}{r_1}. \tag{2}$$

Si la capacité du premier condensateur varie de $\Delta C'$, on peut éteindre le son en laissant à C′ et à r_1 la même valeur; mais, en fai-

sant varier r_2 de Δr_2, on aura, quand le son sera éteint,

$$\frac{C + \Delta C}{C'} = \frac{r_2 + \Delta r_2}{r_1},$$

d'où

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{\Delta r_2}{r_2}.$$

La mesure de la variation de capacité revient donc à celle d'une variation de résistance, qu'on peut obtenir avec une exactitude de $\frac{1}{100000}$ aisément.

On peut du reste accroître indéfiniment la précision du pointage en augmentant l'intensité du courant (qui n'a pas besoin d'être constant). Dans les expériences du Comité, il était produit par 2 ou 3 éléments Grove seulement. H. Pellat.

A. BARTOLI. — Le leggi delle polarità galvaniche (Lois de la polarisation galvanique); *Il Nuovo Cimento*, 3ᵉ série, t. VII, p. 234; 1880.

Ce Mémoire renferme l'exposé d'expériences qui paraissent consciencieusement exécutées; on peut seulement reprocher à l'auteur de n'avoir pas tenu un compte suffisant des travaux antérieurs aux siens.

Le problème que s'est posé M. Bartoli est le suivant :

Déterminer la force électromotrice de polarisation engendrée par le passage d'un courant (dont l'intensité, qui peut être fonction du temps, est connue) dans un électrolyte donné, avec des électrodes données, pendant un temps très court.

Première Partie. — Méthode de recherche. — L'appareil employé se compose de deux parties : 1° un interrupteur servant à faire passer pendant un temps très court le courant polarisant à travers le voltamètre; 2° un appareil servant à mesurer la force électromotrice acquise par le voltamètre.

L'interrupteur est constitué par un poids dont la chute fait mouvoir différents leviers établissant et rompant le circuit polarisant.

La quantité d'électricité qui a passé est mesurée par l'impulsion d'une boussole des tangentes.

Voici maintenant comment M. Bartoli procède à la mesure de la force électromotrice acquise par le voltamètre. Le voltamètre est, immédiatement après la polarisation, intercalé, par un annexe de l'appareil à chute, dans un circuit dont la résistance, extrêmement grande par rapport à celle du voltamètre, reste invariable dans toutes les expériences; ce circuit contient un galvanomètre; la durée de la fermeture est extrêmement petite et toujours la même dans toutes les expériences. M. Bartoli prend comme mesure de la force électromotrice la déviation impulsive du galvanomètre. Cette mesure est acceptable à la condition que la force électromotrice de polarisation n'ait varié, pendant l'expérience, ni par suite de la dépolarisation spontanée, ni par suite du courant qui a traversé le galvanomètre pour produire l'impulsion. M. Bartoli donne le moyen de vérifier expérimentalement si la première de ces conditions est remplie; il n'affirme pas qu'elle l'ait été dans tous les cas, et je doute qu'on puisse y compter pour les forces électromotrices élevées.

Seconde Partie — Résultats. — I. La force électromotrice produite par le passage d'une quantité donnée d'électricité dépend de cette quantité seulement, et non de la durée du passage, pourvu que la dépolarisation spontanée puisse être négligée.

II. La relation qui relie la polarisation P à la quantité q d'électricité qui l'a produite est de la forme $P = A(1 - 10^{-\alpha q})$, A et α étant des constantes. Cette loi est simplement une représentation empirique des résultats, et non l'expression d'une loi naturelle. La capacité initiale (définie précédemment par moi dans le Mémoire cité plus loin) est égale à $\frac{1}{A\alpha \log 10}$ [1].

III et IV. La capacité d'un voltamètre (formé d'électrodes égales) est proportionnelle à la surface de celles-ci et indépendante de leur forme; ces résultats étaient faciles à prévoir.

[1] Par suite d'un *lapsus*, M. Bartoli prend l'inverse de cette quantité.

V. Pour un même électrolyte, les constantes A et α sont indépendantes de la nature des électrodes, pourvu qu'elles soient inattaquables.

VI. Pour les six électrolytes suivants, SO^4H étendu, SO^4H concentré, AzH^3, HCl, HBr, HI en solution, la capacité initiale s'est trouvée la même. M. Bartoli étend cette loi à tous les électrolytes, sans toutefois l'avoir vérifiée; d'après mes propres expériences, cette extension est certainement inexacte. La température et les gaz dissous sont sans influence.

VII. *Force électromotrice de chacune des électrodes.* — Je crois devoir ici réclamer la priorité au sujet de la loi énoncée par M. Bartoli. Dans une Note présentée à l'Académie des Sciences le 21 juillet 1879, j'ai donné la loi suivante :

La capacité initiale est indépendante du sens de la polarisation.

M. Bartoli donne cette proposition comme nouvelle. Il est vrai qu'il l'étend aux quantités finies; or les expériences que M. Bartoli lui-même rapporte à la page suivante, sur le cuivre, l'argent et les hydracides impurs, sont en pleine contradiction avec cette extension; les miennes le sont aussi. La loi doit donc être restreinte à l'énoncé que je lui avais donné. L'artifice de la grande électrode appartient à M. Lippmann; M. Bartoli semble le donner comme sien.

VIII. *Électrodes de surfaces différentes.* — On peut calculer ce qui arrive dans ce cas au moyen des lois précédemment posées.
Enfin, dans une Note qui termine son Mémoire, M. Bartoli donne comme nouveau le phénomène si curieux que M. Lippmann a étudié depuis longtemps et si justement désigné sous le nom de *demi-décomposition de l'eau.* R. Blondlot.

W. RAMSAY. — On the critical point (Sur le point critique); *Proceedings of the royal Society*, t. XXXI, p. 194; 1880.

M. Ramsay étudie la compressibilité de la benzine, de l'éther et d'un mélange à poids égaux de benzine et d'éther, à des tempéra-

tures voisines de leurs points critiques et à l'aide d'appareils analogues à ceux qui ont été employés par M. Andrews dans ses recherches sur l'acide carbonique. La forme générale des courbes isothermes au-dessus et au-dessous du point critique est bien d'accord avec celle qui a été donnée par M. Andrews. De plus, M. Ramsay trouve que la température et la pression critiques pour le mélange à poids égaux d'éther et de benzine diffèrent très peu de la moyenne des températures et des pressions critiques correspondant aux deux liquides séparés :

	Température critique.	Pression critique.
	o	atm
Benzine	291,7	60,5
Éther	195,5	40,0
Moyennes	243,7	50,25
Mélange à poids égaux	240,7	48,0

L'auteur a essayé de dissoudre dans la vapeur de benzine des substances solubles dans la benzine liquide : il n'y a réussi qu'au-dessus du point critique. L'expérience est très intéressante avec l'éosine, qui est une poudre rouge à l'état solide et n'est fluorescente qu'en solution. On enferme l'éosine dans un tube communiquant par un tube capillaire avec celui où se trouve la benzine liquide. Quand on chauffe progressivement jusqu'à faire disparaître le ménisque dans le tube à benzine, on ne voit pas de traces de fluorescence dans l'autre; mais, si l'on continue à chauffer, la fluorescence apparaît, et l'on peut juger que les deux tubes contiennent alors un fluide de constitution uniforme. E. Bouty.

J.-W. CLARK. — On the behaviour of liquids and gases near their critical temperatures (Propriétés des liquides et des gaz au voisinage de leur température critique); *Phil. Magazine*, 5e série, t. X, p. 145; 1880.

L'auteur répète les expériences de Brünner et de M. Wolf sur la variation de la constante capillaire des liquides avec la température, principalement au voisinage de la température critique. Il a opéré avec l'alcool, l'éther et l'acide sulfureux.

Quand on chauffe ces liquides dans un tube fermé contenant à

son intérieur un tube capillaire, on voit le niveau baisser dans celui-ci et s'élever dans le tube large par suite de la dilatation. Vers 2° ou 3° au-dessous de la température critique, le liquide se trouve de niveau dans les deux tubes, et, si l'on continue à chauffer, le ménisque, dans le tube capillaire, est au-dessous de la surface dans le tube large. Cette dépression, déjà observée pour l'éther par M. Wolf, ne se produit pas entre deux lames parallèles; on ne l'observe pas non plus quand le tube capillaire plonge très peu dans le liquide; certains tubes ne la présentent même jamais quand on les chauffe pour la première fois; mais, une fois chauffés, il faut laisser pendant une vingtaine d'heures le liquide en contact avec ces tubes pour que la dépression ne se produise pas à la seconde chauffe ([1]).

D'après M. Wolf, la dépression de l'éther au voisinage immédiat du point critique serait liée à la forme du ménisque, qui paraît nettement convexe dans le tube capillaire. M. Clark croit que cette convexité n'est qu'apparente; il dit s'être assuré que le ménisque est toujours concave, en observant l'image d'une ligne brillante obtenue par réflexion à la surface du ménisque. E. Bouty.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE AND ARTS; 1880.

2ᵉ semestre. — Volume XX.

O.-N. ROOD. — Effets produits par le mélange de lumière blanche et de lumière colorée, p. 81.

On sait depuis longtemps que, si l'on combine deux disques rotatifs, l'un bleu d'outremer (artificiel), l'autre blanc, le bleu, au lieu de pâlir, tire sur le violet. Pour expliquer ce fait, Brücke suppose que ce que nous appelons *lumière blanche* contient en réalité beaucoup de rouge; d'autre part, Aubert admet que le violet n'est pas autre chose qu'une teinte plus claire de l'outremer. D'après les

---

([1]) Il me paraît vraisemblable que les phénomènes observés par M. Clark tiennent principalement à une distribution régulière de température à l'intérieur et à l'extérieur du tube capillaire.



expériences de M. O.-N. Rood, aucune de ces explications n'est exacte. Si en effet l'on combine un disque blanc successivement avec des disques peints de différentes couleurs très éclatantes, y compris même le pourpre, qui ne se trouve pas dans le spectre, on arrive aux résultats suivants :

Le vermillon tourne un peu vers le pourpre.
L'orangé tourne un peu vers le rouge.
Le jaune tourne un peu vers l'orangé.
Le jaune verdâtre ne change pas.
Le vert tourne un peu vers le bleu.
Le bleu tourne un peu vers le violet.
Le pourpre devient moins rouge et plus violet.

Ce sont précisément les effets que l'on obtiendrait en ajoutant du violet à toutes les couleurs; mais la quantité de violet qui produirait le même effet n'est pas proportionnelle à la quantité de blanc que l'on ajoute en réalité.

L'auteur déclare lui-même qu'il ne connaît pas d'explication de ces phénomènes.

JOSEPH LE CONTE. — Sur quelques phénomènes de vision binoculaire, p. 83.

Ce travail fait suite à quatre autres qui ont paru successivement sur le même sujet depuis 1869. L'auteur examine notamment, dans le Mémoire actuel, quelques faits qui seraient en opposition avec la loi connue sous le nom de *loi de Listing*. Contrairement à cette loi, les mouvements de l'œil dans le plan primaire seraient accompagnés d'une rotation par rapport aux axes optiques (torsion).

JAMES CROLL. — Relation entre la vapeur d'eau atmosphérique et la limite des neiges perpétuelles, p. 103.

La vapeur d'eau aurait une grande influence sur la limite des neiges perpétuelles. Dans les pays où l'air est sec, et par suite très diathermane, la neige réfléchit presque toute la chaleur solaire incidente, et cette chaleur réfléchie ne saurait être absorbée par l'air; elle est donc perdue et la neige ne fond pas, bien que le soleil rayonne beaucoup plus de chaleur qu'il n'est nécessaire. Au contraire, si l'air est humide, il possède un grand pouvoir absor-

bant et retient ainsi la plus grande partie de la chaleur réfléchie ou diffusée par la neige. Cette chaleur, devenue obscure, est alors apte à être absorbée par la neige et contribue ainsi à la fusion.

H. DRAPER. — Photographie du spectre de la planète Jupiter, p. 119.

La comparaison des spectres photographiques du Soleil et de Jupiter montre que la lumière de la planète est bien de la lumière solaire réfléchie.

Toutefois, dans une occasion, le 27 septembre 1879, les spectres de Jupiter et de la Lune ont montré une différence marquée. Dans le spectre de la Lune, le fond était uniforme d'un bout à l'autre; dans celui de Jupiter, au contraire, le fond était plus pâle dans le milieu de la région qui est au-dessus de la raie h et plus foncé dans le milieu de la région opposée, principalement vers F. Tout se présente donc comme s'il y avait eu en ce moment à la surface des régions équatoriales de Jupiter des substances incandescentes, mais à une température assez peu élevée pour absorber les rayons les plus réfrangibles de la lumière solaire incidente, au lieu d'émettre ces mêmes rayons, ce qui serait arrivé à une température plus élevée.

Il est donc possible que des éruptions de vapeurs ou de gaz chauds se produisent accidentellement à la surface de Jupiter.

T.-C. MENDENHALL. — Mesure de l'accélération de la pesanteur à Tokio (Japon), p. 124.

En employant un pendule de Borda, M. Mendenhall arrive, toutes corrections faites, à la valeur $9^{m},7984$ pour l'accélération de la pesanteur à Tokio, résultat un peu supérieur à celui que donnent la plupart des formules employées pour calculer la variation de g avec la latitude. L'auteur se propose de faire une détermination analogue au sommet du Fusi-Yama (environ 3700^{m}). Il termine en critiquant une détermination de g faite antérieurement, à Tokio même, par MM. Ayrton et Perry.

TROWBRIDGE. — Emploi de la terre comme conducteur de l'électricité, p. 138.

Les conclusions de ce travail sont les suivantes :

1° Les troubles constatés fréquemment dans les circuits télépho-

niques, et que l'on attribue d'ordinaire à des effets d'induction, sont dus en général à ce que le contact de terre des téléphones est voisin du contact de terre de circuits voltaïques. Le seul moyen d'éviter ces troubles est d'employer un fil de retour.

2° L'étude des surfaces d'égal potentiel dans le voisinage des contacts de terre d'une pile montre qu'il est possible théoriquement d'envoyer des signaux télégraphiques à travers de grandes masses d'eau sans employer de câble.

3° Les courants terrestres ont un caractère intermittent avec des périodes de maxima et de minima qui peuvent se produire plusieurs fois par minute et pendant un jour entier. Il est rare que ces intermittences disparaissent entièrement.

R.-B. WARDER ET W.-P. SHIPLEY. — Aimants flottants, p. 285.

MM. Warder et Shipley répètent les expériences de M. A. Mayer sur les aimants flottants ([1]), en plaçant le vase qui contient le liquide au centre d'une bobine traversée par un courant tel qu'il repousse les aimants flottants vers le centre du vase. Cette addition donne naissance à un grand nombre de combinaisons nouvelles, dont les auteurs fournissent quelques exemples.

C.-S. PEIRCE. — Résultats d'expériences faites avec le pendule, p. 327.

L'auteur a déterminé la longueur du pendule qui bat la seconde à Hoboken (près New-York), Paris, Berlin et Kew. Les valeurs obtenues sont les suivantes :

	Longueur du pendule à secondes	
	à la station.	réduite au niveau de la mer.
	m	m
Hoboken	0,99321	0,99321
Paris	0,99393	0,99395
Berlin	0,99424	0,99425
Kew	0,99418	0,99418

([1]) Voir *Journal de Physique*, t. VIII, p. 32; 1879.

Ces nombres ne sont pas absolument définitifs, car il faudrait comparer le mètre employé à l'étalon international; il paraît probable à M. Peirce que toutes les longueurs indiquées ci-dessus devront être diminuées de $0^m,00002$ par cette comparaison.

En tenant compte de cette correction, on trouve que l'accélération de la pesanteur à Paris est $9^m,8095$, nombre qui devient $9^m,8097$ quand on opère la réduction au niveau de la mer.

C.-A. YOUNG. — Notes sur la Spectroscopie, p. 353.

M. Young donne successivement quelques Notes très concises sur des faits qu'il a découverts ou vérifiés à nouveau dans le cours de recherches de Spectroscopie. Ce sont :

1° Un double renversement des raies *b* ou des deux raies D dans le spectre de la base des protubérances.

2° Les raies H et K, qui sont renversées dans le spectre des protubérances et des taches solaires, sont également renversées dans le spectre de la chromosphère.

3° Si l'on examine avec un spectroscope très dispersif et un fort grossissement les raies obscures du spectre solaire qui paraissent appartenir à la fois à deux corps simples, on reconnaît que presque toutes sont doubles ou triples. Il est donc possible que la coïncidence de ces raies obscures avec deux raies lumineuses de spectres métalliques différents ne soit qu'apparente, et il faudrait étudier ces raies avec des appareils plus dispersifs qu'on ne l'a fait jusqu'à ce jour.

4° Dans les spectroscopes où l'on emploie des réseaux comme appareil dispersif, les protubérances solaires sont généralement déformées, soit allongées, soit diminuées dans le sens de la ligne de dispersion, selon l'inclinaison du réseau par rapport à la lunette et au collimateur. M. Young donne la théorie de ces déformations.

C.-A. YOUNG. — Sur le pouvoir thermo-électrique du fer et du platine dans le vide, p. 358.

M. Exner a avancé que la soudure bismuth-antimoine cesse de donner naissance à aucun courant électrique quand elle est plongée dans de l'azote parfaitement pur, et il en conclut que les courants

thermo-électriques sont dus au contact des gaz qui baignent les métaux.

M. Young a placé deux soudures fer-platine, l'une dans l'air, l'autre dans un tube vide à moins de $\frac{1}{10000000}$ d'atmosphère ; ces soudures, exposées alternativement aux rayons solaires, n'ont montré aucune différence ni dans leur force électromotrice ni dans la rapidité avec laquelle le courant prend naissance. Cette expérience semble donc contredire absolument la théorie de M. Exner.

H.-C. LEWIS. — Note sur la lumière zodiacale, p. 437.

L'auteur donne les premiers résultats de ses observations sur la lumière zodiacale; il n'avance pour le moment aucune théorie de ce phénomène et se borne à indiquer les faits qu'il a observés en cinq années, annonçant du reste que ses études continuent.

ALFRED ANGOT.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XI. — Avril 1881.

J.-J. THOMSON. — *Sur les effets électriques et magnétiques produits par le mouvement des corps électrisés*, p. 229.

R. CHALLIS. — *Explications théoriques de la transmission rectiligue et de la diffusion spontanée du son et de la lumière*, p. 249.

H.-A. ROWLAND. — *Nouvelle théorie des attractions magnétiques et de la rotation magnétique de la lumière polarisée*, p. 256.

C.-R. ALDER WRIGHT. — *Détermination de l'affinité chimique en fonction de la force électromotrice*, p. 261.

H. HENNESSY. — *Sur la forme des planètes*, p. 283.

SILVANUS P. THOMPSON. — *Notes sur la construction du photophone*, p. 286.

R.-T. GLAZEBROOK. — *Mesure des petites résistances*, p. 291.

W.-CH. ROBERTS et TH. WRIGHTON. — *Détermination de la densité du bismuth liquide au moyen de l'oncosimètre*, p. 295.

CAPT. ABNEY. — *Raies de la région infra-rouge du spectre solaire*, p. 300.

SHELFORD BIDWELL. — *Effet de la température sur la résistance électrique du sélénium*, p. 302.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome XII. — N° 4. — Année 1881.

E. KETTELER. — *Recherches expérimentales sur la relation entre la réfraction et l'absorption de la lumière*, p. 481.

W. DIETRICH. — *Sur le rapport des intensités des deux lignes du sodium*, p. 519.

H. KAYSER. — *Sur la condensation des gaz par les surfaces et sa relation avec la température et la pression*, p. 526.

A. KUNDT. — *Influence de la pression sur la tension superficielle des liquides*, p. 528.

P. SCHOOP. — *Variation de la densité de vapeur de quelques éthers avec la température et la pression*, p. 550.

E. KITTLER. — *Différence de tension de deux liquides qui se touchent : effet de la concentration*, p. 572.

E. REITLINGER et F. WÄCHTER. — *Anneaux électriques; leur changement de forme sous l'influence d'un aimant*, p. 590.

G. STEFAN. — *Différences entre la théorie du magnétisme d'Ampère et la théorie des forces électromagnétiques*, p. 620.

R. CLAUSIUS. — *Sur quelques remarques de M. C. Neumann relativement à l'électrodynamique*, p. 639.

E. BUDDE. — *Loi de Clausius et mouvement de la Terre dans l'espace*, p. 644.

D.-J. KORTEWEG et V.-A. JULIUS. — *Rapport de la dilatation électrique pour le verre et le caoutchouc*, p. 647.

TH. ERHARD. — *Sur la pile de glaces*, p. 655.

H.-A. LORENTZ. — *Addition au Mémoire :* Sur l'emploi de la loi du viriel dans la théorie cinétique des gaz, p. 660.

W. HOLTZ. — *Apparences remarquables dans les flammes*, p. 661.

SUR LES ENREGISTREURS DE L'ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE ET DU MAGNÉTISME TERRESTRE;

PAR M. MASCART.

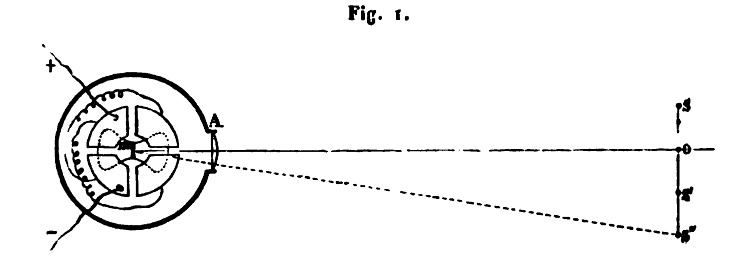
On a souvent eu recours à la Photographie pour l'inscription des phénomènes météorologiques, mais les procédés employés jusqu'à présent n'étaient pas assez sensibles pour donner une empreinte suffisante dans les cas de variations très rapides, comme sont celles de l'électricité atmosphérique.

J'ai été ainsi amené à faire construire pour l'électricité un enregistreur mécanique qui fonctionne depuis plus de deux ans, au Collège de France, d'une manière très régulière (¹). Toutefois le jeu du mécanisme est délicat; il exige une surveillance attentive et quelque habileté de la part des observateurs.

Les progrès récents de la Photographie et les propriétés extraordinaires des couches de gélatine m'ont fait penser que ces méthodes nouvelles fourniraient toute la sensibilité désirable, en même temps qu'une grande économie d'entretien.

J'emploie le même électromètre que précédemment, en attachant à l'aiguille un petit miroir plan argenté m (*fig.* 1). La boîte de

Fig. 1.



l'instrument est fermée par une lentille plan-convexe A, dont la surface plane est à l'intérieur. Les rayons qui proviennent d'une source S située dans le plan focal de la lentille se réfléchissent soit sur la face postérieure de cette lentille, soit sur le miroir mo-

(¹) *Journal de Physique*, t. VIII, p. 329.

bile, et donnent au retour, dans le même plan, deux images S′ et S″, dont l'une est fixe et l'autre mobile. On pourrait argenter aussi le plan de la lentille sur la partie qui n'intercepte pas les rayons dirigés vers le miroir, mais l'expérience montre que cette argenture n'est pas nécessaire et que la réflexion sur le verre donne une image assez intense.

L'appareil enregistreur se compose d'une horloge reliée par une crémaillère à un cadre vertical qui descend de toute sa hauteur pendant vingt-quatre heures. Sur ce cadre on place, entre deux lames de verre, la feuille de papier sensible. La source S est une fente verticale éclairée par une lampe, et la lumière de retour tombe sur une fente horizontale placée en avant du cadre. L'image fixe S′ donne sur le papier une ligne de repère droite, l'image mobile S″ la courbe du phénomène.

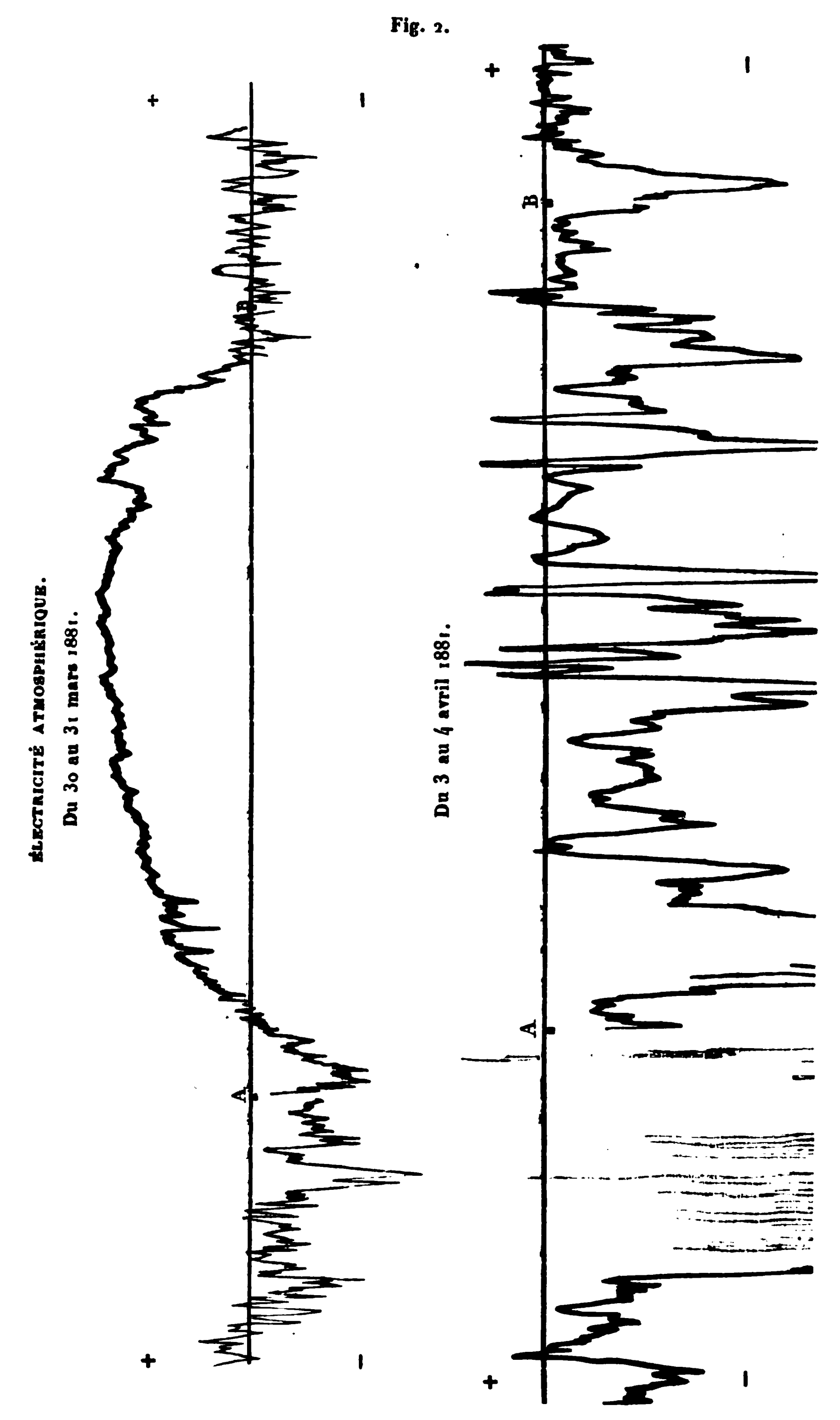
Pour marquer l'heure, il suffit de tracer sur la lame de verre antérieure une série de lignes horizontales très fines et opaques, qui interrompent les courbes à intervalles égaux.

J'ai cherché une source de lumière peu coûteuse qui puisse, dans les observatoires isolés où n'arrive pas le gaz, donner un éclairage uniforme pendant vingt-quatre heures. La sensibilité des papiers au gélatino-bromure est telle, qu'une petite lampe, dite au *gazogène*, dont la flamme équivaut à celle d'une veilleuse, suffit à produire des épreuves très intenses, même quand les deux fentes à angle droit qui tamisent la lumière sont très étroites et que l'instrument est à $1^m,50$ de la plaque, ce qui donne à la lumière un parcours de 3^m. La dépense de liquide est de $0^{fr},20$ par jour, et celle du papier photographique, tel qu'on le trouve aujourd'hui dans le commerce, est de $0^{fr},25$.

Pour compléter les indications utiles à conserver sur les feuilles, la dernière lame de verre est opaque et porte en clair certaines inscriptions, telles que le nom de la station, la nature du phénomène et les numéros des heures. Quand on enlève l'épreuve, on met la monture tout entière dans un châssis, la lame transparente en dessous, et l'on expose l'autre lame pendant quelques secondes à la lumière d'une lampe ordinaire : les inscriptions s'impriment à travers le papier sur la couche sensible.

Il n'est pas nécessaire de développer les épreuves chaque jour; il suffit d'ailleurs, pour cette opération, de plonger le papier dans

Fig. 2.


ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE.
Du 30 au 31 mars 1881.
Du 3 au 4 avril 1881.
A
B
+
+
A
B
+
+

un bain révélateur composé, par exemple, de la manière suivante :

Oxalate de potasse à 30 pour 100	150^{cc}
Sulfate de fer à 30 pour 100	50
Bromure de potassium à 10 pour 100	2

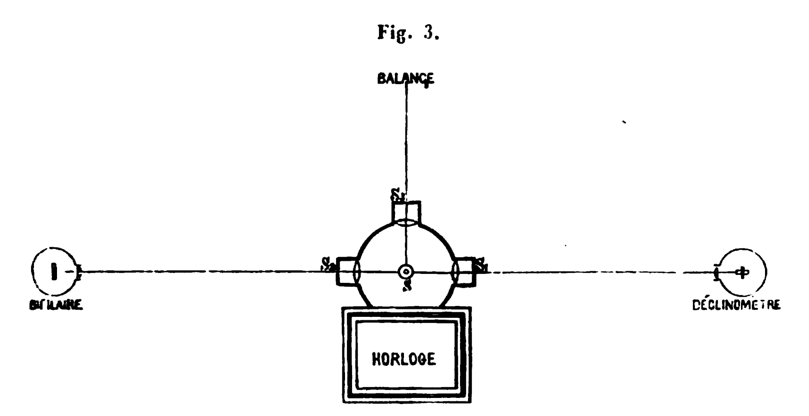
Afin de donner une idée de ce genre d'inscriptions, j'ai fait reproduire la courbe de l'électricité atmosphérique (*fig.* 2) du 30 au 31 mars 1881 et celle du 3 au 4 avril. La première est relativement régulière et montre d'une manière manifeste le maximum de nuit que j'ai déjà signalé ; la seconde correspond à un jour exceptionnellement agité : les oscillations sont à certains moments très rapides et ont une amplitude beaucoup plus grande. Sur chacune d'elles on voit en A et en B deux points où la courbe est ramenée dans le voisinage de la ligne fixe et qui correspondent au moment où l'on a rempli d'eau le vase à écoulement ; on conserve ainsi sur l'épreuve même le moyen de vérifier chaque jour la position du zéro. Enfin, pour obtenir la graduation de l'instrument, il suffit de mettre l'aiguille en communication pendant quelques instants avec le pôle positif d'une pile de 8 ou 10 couples Daniell de petites dimensions dont l'autre pôle est relié au sol : l'image du miroir mobile décrit alors une droite. Il est bon de faire cette épreuve de temps en temps pour s'assurer si la pile qui sert à charger les quadrants est restée constante.

Je répéterai encore ici que les enregistreurs d'électricité atmosphérique ne peuvent donner d'indications certaines que si l'on réalise un isolement parfait du vase d'écoulement, des fils qui le font communiquer avec l'électromètre et de l'aiguille de l'électromètre. Pour vérifier si cette condition est remplie, on arrête l'écoulement, on charge le conducteur artificiellement par une pile ou par un petit électrophore : la déviation de l'aiguille ne reste pas alors absolument invariable, mais elle doit diminuer très lentement.

On voit de suite que la même méthode est applicable à plus forte raison au magnétisme, dont les éléments varient d'une manière beaucoup plus lente. L'appareil que j'ai fait construire à ce sujet se compose, comme le précédent, d'une horloge et d'un cadre deux fois plus large, afin d'obtenir sur la même épreuve les variations des trois composantes. Une seule lampe S (*fig.* 3), placée derrière l'horloge, éclaire trois fentes S_1, S_2 et S_3 : l'une envoie des rayons

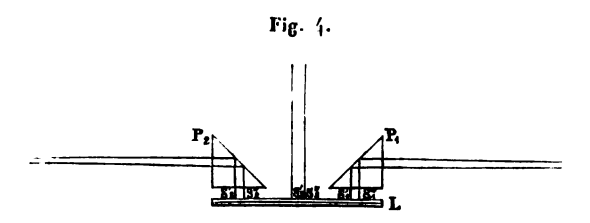
au déclinomètre, la deuxième au bifilaire et la troisième à une balance destinée à donner les variations de la composante verticale, chacun de ces appareils étant muni, comme l'électromètre, d'un miroir plan mobile et d'une lentille fixe plan-convexe.

Fig. 3.



La lumière qui revient du déclinomètre est ensuite réfléchie par un prisme à angle droit P_1 (*fig.* 4), qui cache le tiers de la feuille

Fig. 4.



sensible placée en L et renvoie sur elle l'image fixe S'_1 et l'image mobile S''_1 ; il en est de même pour le bifilaire qui donne les deux images S'_2 et S''_2.

Quant à l'image mobile produite par la balance, elle se meut dans un plan vertical et éclairerait toujours le même point de la fente située devant la plaque; mais on fait en sorte que les rayons de retour traversent un prisme redresseur de M. Duboscq [1], dont l'hypoténuse est parallèle au rayon moyen et inclinée à 45° sur l'horizon. La réflexion dans le prisme fait tourner les images

(1) *Journal de Physique*, t. VIII, p. 336.

de 90° et le déplacement devient horizontal. La fente S_3 doit alors être horizontale, et les images S'_3 et S''_3, devenues verticales, se forment directement sur le papier sensible. On obtient ainsi sur cette feuille trois droites qui correspondent aux points de repère des trois éléments et trois courbes qui en donnent les variations. Les heures et les inscriptions fixes s'obtiennent comme dans l'électromètre.

J'ajouterai que les aimants dont je fais usage sont extrêmement petits, $0^m,03$ ou $0^m,04$ de longueur au plus pour le bifilaire et le déclinomètre, $0^m,10$ pour l'aiguille de la balance. Il est facile de voir que toutes les causes d'erreur sont d'autant plus faibles et l'énergie relative des aimants d'autant plus grande que leurs dimensions sont plus petites. On y trouve en outre cet avantage précieux qu'à une très petite distance, 1^m ou $1^m,50$ au plus, les instruments n'ont plus l'un sur l'autre aucune action appréciable.

SUR LA RADIOPHONIE
(3e MÉMOIRE);

PAR M. E. MERCADIER [1].

REPRODUCTION THERMOPHONIQUE DU CHANT ET DE LA PAROLE ARTICULÉE.

Dans mon dernier Mémoire, j'ai décrit ce que j'ai appelé un *thermophone*.

J'avais obtenu, à l'aide de cet appareil très simple, et avec une intensité très grande dans le cas de sources radiantes énergiques, la reproduction d'une échelle continue de sons musicaux, depuis les plus graves jusqu'à des sons correspondant à plus de 2000 vibrations complètes par seconde, puis, d'une manière continue également, la succession d'accords parfaits dont le son fondamental parcourait cette longue échelle.

Il était naturel de penser qu'il serait possible d'aller plus loin,

---

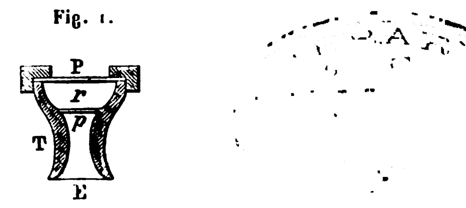
[1] Voir *Journal de Physique*, t. X, p. 53 et 147; 1881.

en reproduisant le chant et même la parole articulée. J'y suis parvenu en effet dans les premiers jours du mois de mai 1881 ([1]), en suivant la marche qui va être exposée.

Lorsqu'à l'aide d'un thermophone employé comme *récepteur* on veut essayer de reproduire, non plus des sons ou des accords musicaux, mais bien le chant et la parole articulée, la forme de l'appareil qui produit les intermittences des radiations doit changer. Il ne s'agit plus en effet, alors, d'interrompre un rayon suivant une loi périodique et régulière, par exemple en lui faisant traverser les ouvertures d'une roue tournant rapidement ([2]) : il faut faire varier l'intensité du faisceau radiant suivant une loi très complexe, comme l'est la forme de l'onde aérienne produite par la voix articulée.

On y parvient, comme l'a indiqué M. G. Bell dans son photophone à sélénium, en faisant réfléchir le faisceau radiant sur un miroir plan très mince déformé par la voix d'un observateur parlant derrière lui. On peut disposer cet appareil, que nous nommerons *transmetteur*, de la manière suivante (*fig.* 1).

Fig. 1.



T est une sorte de cornet acoustique en bois ou en laiton. L'une des embouchures E sert à parler : on y applique la bouche. L'autre est fermée d'abord par une lame de verre argentée P, de $\frac{1}{10}$ à $\frac{1}{20}$ de millimètre d'épaisseur, puis par une membrane très mince *p*, en mica ou en caoutchouc. Entre les deux se trouve une sorte de petit réservoir d'air *r*. Cette disposition très simple permet de placer à l'intérieur la face argentée de la lame P, ce qui assure sa conser-

([1]) La Note dans laquelle je faisais connaître ce résultat a été présentée à l'Académie des Sciences le 9 mai 1881. Un Mémoire de M. G. Bell, présenté le même jour, montre qu'il avait atteint le même résultat, à Washington, à l'aide de la lumière solaire seulement.

([2]) *Voir* t. X, p. 56, de ce Journal.

vation, de régulariser les vibrations produites par la voix et d'éviter la rupture de la lame P sous l'influence des mouvements brusques qui résultent quelquefois de l'articulation de quelques consonnes.

Ce récepteur est porté sur un pied en laiton très lourd, muni d'une articulation à genou et d'une glissière verticale, de façon à pouvoir aisément donner à la lame P une direction quelconque.

Le faisceau radiant est projeté sur ce récepteur et réfléchi par lui dans une direction convenable. Comme la lame mince P ne peut pas être plane et que son encastrement la déforme toujours un peu, le faisceau réfléchi est, de ce fait, étalé en forme de cône irrégulier. Quand on parle en E, ce faisceau varie à chaque instant de grandeur et d'intensité, ainsi qu'il est facile de le constater en le recevant sur un écran à quelques mètres de distance ; ces variations correspondent aux déformations de la lame P produites par la voix.

Avant de recevoir le faisceau sur le thermophone qui sert de récepteur, il est nécessaire de le concentrer. On se sert, à cet effet, soit d'une grande lentille achromatique, soit d'un miroir sphérique ou parabolique, au foyer desquels on place le thermophone.

Voici, du reste, les dispositions pratiques qu'on peut, suivant les cas, donner à l'appareil.

1. *Emploi du Soleil comme source de radiations.* — En ce cas, la grande difficulté inhérente à ce genre d'expériences disparaît en grande partie. Cette difficulté consiste en ce qu'il ne faut pas entendre directement la voix de la personne qui chante ou parle dans le transmetteur T, d'où la nécessité d'éloigner suffisamment le transmetteur du récepteur.

Le parallélisme naturel des rayons solaires permet de les recevoir directement sur le transmetteur et diminue la difficulté, car on peut faire, suivant les besoins, réfléchir une ou deux fois le faisceau lumineux sur des miroirs plans sans altérer le parallélisme et tout en lui laissant une intensité suffisante pour produire le phénomène radiophonique.

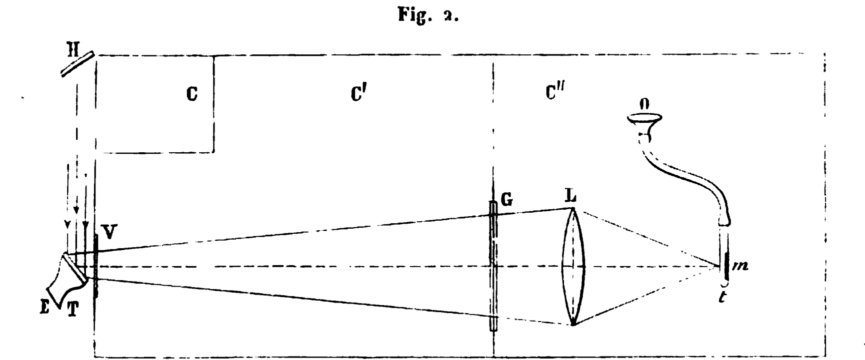
Si l'on opère en rase campagne, l'opérateur qui parle dans le transmetteur reçoit directement les rayons solaires et les dirige constamment sur le récepteur pendant qu'il parle. Je laisse de côté ce cas-là, qui offre peu d'intérêt pour le moment, et j'examine

le cas qui se présente quand on veut étudier les phénomènes dans un laboratoire.

En décrivant les dispositions que j'ai pu prendre dans le mien, on verra ce qu'il est possible de faire à cet égard. La *fig.* 2 les représente.

C′ est une chambre renfermant un cabinet noir C et fermée d'un côté par une porte vitrée V, de l'autre par une porte dont le panneau est formé par une glace sans tain G et qui sépare la chambre C′ de la chambre C″. La distance entre V et G est d'environ 8^m.

Fig. 2.



Le transmetteur T est placé sur une terrasse, en dehors de la chambre C′; il reçoit les rayons solaires par l'intermédiaire d'un héliostat. Sa lame vibrante est circulaire, et elle peut avoir de $0^m,050$ à $0^m,100$ de diamètre. M. Duboscq, qui construit mes appareils de radiophonie, m'en a fait une de $0^m,105$ de diamètre, qui fonctionne très bien; mais un diamètre de $0^m,050$ suffit.

Le faisceau solaire réfléchi traverse la chambre C′, la glace G, et vient tomber en partie sur une lentille L achromatique de $0^m,16$ environ de diamètre ou sur un miroir en verre argenté du plus grand diamètre possible, afin de recueillir, si l'on peut, tout le faisceau réfléchi, dont les dimensions sont d'autant plus grandes qu'on est plus éloigné.

Au foyer de la lentille ou du miroir on place le thermophone récepteur. Après avoir essayé toutes les formes de récepteurs thermophoniques que j'ai déjà décrites ([1]), je me suis arrêté au

([1]) *Journal de Physique*, t. X, p. 53 et 147; 188 .

suivant, qui donne, toutes choses égales d'ailleurs, la plus grande intensité aux sons reproduits. C'est un petit tube de verre *t* de $0^m,060$ à $0^m,070$ de longueur, de $0^m,008$ à $0^m,010$ de diamètre, renfermant une mince lame de mica *m* enfumée sur ses deux faces à l'aide d'une lampe à pétrole fumeuse. Un tube en caoutchouc relie le tube *t* à un cornet acoustique O qu'on applique à l'oreille.

Ce thermophone, extrêmement simple, est fixé sur un support quelconque, de façon que le foyer lumineux se trouve sur la lame enfumée. On peut ainsi tenir d'une main le cornet O appliqué contre une oreille et boucher l'autre avec la seconde main. On peut aussi prendre pour thermophone un tube ouvert et relier symétriquement les deux ouvertures aux deux oreilles, ce qui présente quelque avantage quand les sons produits sont assez intenses.

Dans ces conditions, on peut parler à haute voix en T; la voix ne s'entend pas directement en O, à environ 15^m de distance. Mais, si l'on porte à l'oreille le cornet O, on observe les phénomènes suivants.

Si le ciel est pur et le Soleil chaud, c'est-à-dire si, après la réflexion des rayons solaires sur le miroir de l'héliostat H et sur la lame argentée du transmetteur, et leur réfraction à travers les vitres V, G et la lentille L, on éprouve, en mettant la main au foyer, une impression assez vive de chaleur, on entend la reproduction complète et véritablement merveilleuse des paroles articulées en T. En faisant lire à la personne qui parle un texte qu'on ne connaît pas, on suit très bien la lecture. L'articulation est nette; le timbre est si peu altéré, que l'illusion est complète : on croit entendre parler *directement* à distance. On peut considérer cela, je crois, comme une nouvelle preuve que, dans le thermophone décrit, c'est l'air qui vibre, et non le noir de fumée et le mica qui le supporte : une colonne gazeuse, en effet, est seule susceptible de reproduire avec une telle perfection les inflexions si variées qui constituent la voix humaine articulée. Quant au chant, le thermophone le reproduit admirablement, ce qui s'explique sans difficulté, car le phénomène est alors beaucoup plus simple.

Si le Soleil est moins chaud, s'il est voilé légèrement, le chant et le timbre de la parole articulée sont toujours reproduits parfaitement, mais les articulations perdent leur netteté et la parole entendue dans le thermophone devient d'autant plus vague que la

radiation solaire est moins intense. J'ai eu l'occasion d'observer plusieurs fois l'affaiblissement graduel de la netteté de ce phénomène quand le Soleil est graduellement voilé par des nuages légers, qu'on ne voit souvent même pas.

Il en résultera une grande difficulté pour observer ces faits et les étudier d'une manière continue dans les pays du Nord, où le ciel n'est pas très pur.

Pour éviter cet inconvénient, j'ai dû chercher à me servir d'autres sources que le Soleil, et, grâce à la sensibilité du thermophone, j'ai déjà pu obtenir les résultats suivants.

II. *Emploi de sources radiantes artificielles.* — Pour arriver à un résultat avec des sources de ce genre, j'ai commencé par laisser de côté toute considération de distance entre le point où la voix se produit et celui où elle est reproduite, sauf à y revenir plus tard, s'il est possible d'arriver à utiliser ces phénomènes pour l'établissement de communications à grande distance. Alors le problème se simplifie un peu.

On peut songer à rapprocher la source et le transmetteur du récepteur, afin de mieux concentrer le faisceau réfléchi sur le thermophone ; mais il en résulte aussi la nécessité d'éloigner la personne qui parle du transmetteur, sans quoi l'on risque d'entendre directement sa voix.

Pour cela j'ai profité des propriétés des tuyaux acoustiques, qui peuvent transporter la voix à des distances assez grandes avec une intensité remarquable. Je me suis assuré que, en ajustant à l'embouchure du transmetteur un long tuyau de caoutchouc de $0^m,01$ à $0^m,02$ de diamètre intérieur, on pouvait, même à une distance de 10^m et plus, faire vibrer vivement la lame mince en verre.

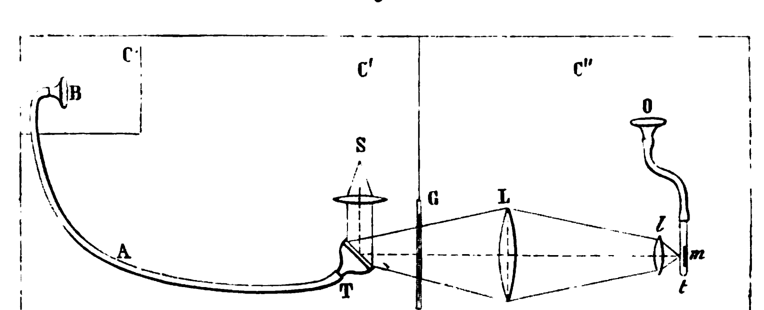
Pour m'en assurer, j'ai refait l'expérience dont le dispositif est représenté dans la *fig.* 2, de la manière suivante. Au lieu de parler directement à l'embouchure E du transmetteur, on a relié cette embouchure à un tuyau de caoutchouc aboutissant au cabinet C, après avoir traversé la porte vitrée V et la paroi du cabinet, dans lequel on a pu parler à travers un tuyau de 5^m à 6^m de longueur. L'expérience réussit très bien dans ces conditions, et elle se trouve ainsi simplifiée, car il suffit d'avoir à l'extérieur de la chambre C' un support où placer le transmetteur et l'héliostat.

J'ai pu alors essayer l'emploi de la lumière électrique.

La *fig.* 3 indique la première disposition, qui m'a donné de bons résultats. Les lettres communes aux *fig.* 2 et 3 représentent les mêmes objets. On voit de plus, sur la *fig.* 3, la source électrique S émettant des rayons que la lentille *l* rend parallèles. Le transmetteur est relié au cornet B, dans lequel on parle, par un long tuyau de caoutchouc A. La distance entre le transmetteur et la lentille L est d'environ $1^m,50$: *l'* est une lentille de $0^m,03$ environ de distance focale, servant à concentrer les rayons sur une surface aussi petite que possible de la lame enfumée du thermophone *t*.

On entend alors dans celui-ci le chant avec une grande perfection; mais l'articulation de la parole est un peu vague.

Fig. 3.



En essayant de changer les distances relatives des éléments de l'appareil, j'ai remarqué qu'on perdait plus à les rapprocher qu'à les éloigner. Un faisceau de rayons électriques, concentré de façon à brûler la main au foyer d'une lentille ou d'un miroir, donne des résultats plus que médiocres. Il y a là une limite qu'il ne faut pas dépasser.

On peut s'en rendre compte en remarquant que l'effet est produit, en somme, par les variations d'intensité du faisceau, et qu'il dépend du rapport de ces variations à l'intensité en quelque sorte *statique* du faisceau; si celle-ci est trop grande, il se peut que le rapport soit trop petit pour que les effets correspondants aient une netteté suffisante. On conçoit donc qu'on puisse obtenir de meilleurs résultats pour une variation égale d'intensité en

valeur absolue, quand l'intensité elle-même est faible, que lorsqu'elle est plus grande.

C'est ce que l'expérience m'a nettement indiqué, si bien que j'ai pu transporter la source S et le transmetteur T dans le cabinet C (*fig.* 3), et, par une porte vitrée qui ferme ce cabinet, envoyer le faisceau réfléchi sur la lentille L, à travers la glace sans tain G, à la distance indiquée par les *fig.* 2 et 3, c'est-à-dire à environ 10^m du transmetteur. La reproduction des articulations de la parole est devenue meilleure.

Les observations que je donne ainsi avec détails, pour éviter aux personnes qui voudraient répéter ces expériences les tâtonnements auxquels j'ai dû me livrer d'abord, je les ai refaites en substituant à la lumière électrique la lumière oxyhydrique, produite à la manière ordinaire. En plaçant la lentille de concentration à 6^m environ du transmetteur, on obtient les mêmes résultats qu'avec la lumière électrique.

De nouveaux essais non encore terminés me permettent d'espérer les obtenir avec des sources encore plus faibles.

SUR LA CONTRACTION DES DÉPOTS GALVANIQUES ET SA RELATION AVEC LE PHÉNOMÈNE DE PELTIER;

PAR M. E. BOUTY.

Dans deux Mémoires antérieurs (¹) j'ai établi : 1° que les dépôts galvaniques éprouvent une variation de volume d'où résulte une compression du moule qui les reçoit; 2° que le phénomène de Peltier se produit à la surface de contact d'une électrode et d'un électrolyte. De nouvelles observations m'ont amené à reconnaître que les deux sortes de phénomènes, les uns mécaniques, les autres calorifiques, sont connexes, et que les premiers sont une conséquence des seconds.

I. Je rappellerai d'abord comment on constate la contraction

(¹) *Journal de Physique*, t. VIII, p. 289 et 341; t. IX, p. 306.

des dépôts métalliques. Un thermomètre à réservoir cylindrique bien régulier est argenté par le procédé Martin, puis employé comme électrode négative dans l'électrolyse d'un sel métallique; l'électrode positive soluble est elle-même cylindrique; le thermomètre en occupe l'axe, et la hauteur du liquide dans le vase est peu supérieure à celle du thermomètre, de telle sorte que le courant a très sensiblement une densité uniforme en tous les points où se forme le dépôt.

Après avoir fait passer le courant pendant dix minutes, par exemple, on l'interrompt, on agite le liquide et l'on compare l'indication du thermomètre métallisé à celle d'un thermomètre nu plongé dans le même bain (1); on rétablit le courant et l'on répète la même observation de dix en dix minutes. J'ai démontré précédemment (2) que l'excès y que prend au bout d'un nombre t de minutes le thermomètre métallisé est représenté par la formule

$$y = \frac{At}{B+t},$$

que le coefficient B est en raison inverse de l'intensité du courant et ne dépend en outre que de la forme et de l'épaisseur du réservoir thermométrique, tandis que le coefficient A est proportionnel à la contraction de l'unité de volume du métal déposé. En répétant la même expérience, *toujours sur le même thermomètre* [que j'ai pris sensible au $\frac{1}{200}$ de degré (3)], mais avec des intensités de courant différentes, on déterminera comment la contraction dépend de l'intensité du courant. Tel a été le point de départ de mes nouvelles recherches.

II. Je donnerai quelques exemples de cette méthode, relatifs au sulfate de cuivre pur de densité 1,20.

---

(1) Quand le liquide exerce une action chimique appréciable sur le métal, la comparaison des deux thermomètres doit être faite dans l'eau distillée; exemple: zinc et azotate de zinc.

(2) *Journal de Physique*, t. VIII, p. 289.

(3) Le réservoir de ce thermomètre a $0^m,08$ de haut et environ $5^{mm},5$ de diamètre extérieur. La longueur du degré sur la tige est d'environ $0^m,06$.

Poids de cuivre déposé par centimètre carré et par minute :
$P = 0^{mgr},536.$

Temps.	Excès du thermomètre métallisé. Observé.	Calculé. A = 3°,6, B = 140°.	Différence.
m	o	o	
10........	0,300	0,240	− 0,060
23........	0,562	0,508	− 0,054
35........	0,755	0,720	− 0,035
50........	0,947	0,947	0,000
65........	1,096	1,136	+ 0,040
80........	1,240	1,309	+ 0,069
118........	1,555	1,608	+ 0,053
133........	1,630	1,754	+ 0,124
148........	1,708	1,850	+ 0,142
231........	2,045	2,241	+ 0,196

Poids de cuivre déposé par centimètre carré et par minute :
$P = 0^{mgr},392.$

Temps.	Excès du thermomètre métallisé. Observé.	Calculé. A = 2°,5, B = 190°.	Différence.
m	o	o	
10........	0,088	0,125	+ 0,037
20........	0,245	0,239	− 0,006
30........	0,358	0,333	− 0,025
40........	0,448	0,434	− 0,014
50........	0,540	0,521	− 0,019
132........	0,975	1,024	+ 0,049
147........	1,053	1,090	+ 0,037
162........	1,098	1,149	+ 0,051
177........	1,138	1,206	+ 0,068
334........	1,518	1,593	+ 0,077

Poids de cuivre déposé par centimètre carré et par minute :
$P = 0^{mgr},185.$

Temps.	Excès du thermomètre métallisé. Observé.	Calculé. A = 1°,15, B = 400°.	Différence.
m	o	o	
22........	0,043	0,059	+ 0,016
52........	0,123	0,132	+ 0,009
81........	0,198	0,193	− 0,005

Temps.	Excès du thermomètre métallisé. Observé.	Calculé. A = 1°,15, B = 400°.	Différence.
m	o	o	
108........	0,240	0,244	+ 0,004
131........	0,278	0,281	+ 0,003
226........	0,423	0,415	− 0,008
339........	0,528	0,527	− 0,001

Poids de cuivre déposé par centimètre carré et par minute :
P = 0^{mgr},108.

Temps.	Excès du thermomètre métallisé. Observé.	Calculé. A = 0°,3, B = 684°.	Différence.
m	o	o	
63........	0,000	0,025	— 0,025
220........	0,070	0,073	+ 0,003
287........	0,095	0,089	— 0,006
349........	0,100	0,101	+ 0,001
461........	0,100	0,120	+ 0,020

Poids de cuivre déposé par centimètre carré et par minute :
P = 0^{mgr},086.

Temps.	Excès du thermomètre métallisé. Observé.	Calculé. A = — 0°,14, B = 872°.	Différence.
m	o	o	
163. ...	— 0,017	— 0,022	0,005
293... .	— 0,037	— 0,035	0,002

En résumé, on a :

Poids P de cuivre déposé par centimètre carré et par minute.	Produit PB.	Contraction A de l'unité de volume en degrés du thermomètre (1).
mgr		o
0,536...........	75,04	+ 3,6
0,392...........	74,48	+ 2,5
0,185...........	74,00	+ 1,15
0,108...........	73,82	+ 0,3
0,086...........	74,99	— 0,14
Moyenne.....	74,46	

(1) Pour transformer les valeurs de A, il faudrait déterminer les constantes du

On voit que la contraction, rapportée à l'unité de volume, décroît rapidement avec l'intensité du courant (1) : elle devient très petite pour les courants déposant $0^{mgr},1$ de cuivre par centimètre carré et par minute, enfin change de signe; pour les courants très faibles, on observe, non plus une *contraction*, mais une *dilatation* du dépôt. Ce changement de signe, particulièrement difficile à constater dans le cas du sulfate de cuivre, à cause de l'extrême lenteur avec laquelle se forment les dépôts qui le produisent et de l'action perturbatrice des changements de température du bain, ne peut cependant être révoqué en doute, car on le produit à coup sûr en abaissant suffisamment l'intensité du courant.

C'est surtout quand on substitue l'azotate de cuivre au sulfate que l'on saisit nettement l'existence d'un *point neutre* de la compression. On s'en assurera par les exemples suivants :

AZOTATE DE CUIVRE.

Densité, 1,20.

Poids de cuivre P *déposé par centimètre carré et par minute* (2).

	$0^{mgr},633$ (3).		$0^{mgr},451$ (4).		$0^{mgr},269$ (5).
Temps.	Contraction.	Temps.	Décontraction.	Temps.	Décontraction.
m	o	m	o	m	o
9.....	+ 0,058	10.....	— 0,002	30.....	— 0,017
20.....	0,152	25.....	— 0,022	58.....	— 0,052
32.....	0,208	40.....	— 0,027	77.....	— 0,057
46.....	0,293	60.....	— 0,052	321.....	— 0,200
60.....	0,358	80.....	— 0,067		
		100.....	— 0,082		

thermomètre par une expérience de compression directe, ainsi que je l'ai indiqué dans un Mémoire antérieur (*Journal de Physique*, t. VIII, p. 295 et suiv.). Cette transformation serait sans intérêt pour l'objet spécial que nous nous proposons ici.

(1) Pour des intensités correspondant à $P > 0^{mgr},6$, les observations deviennent moins régulières : la limite d'élasticité du métal est dépassée et les contractions A cessent de croître. Bientôt le dépôt change de nature, devient rougeâtre, grenu et sans adhérence, enfin noir et boueux. Le changement d'aspect se produit dès que l'eau commence à être décomposée.

(2) Expériences indépendantes les unes des autres.

(3) Beau dépôt d'aspect nettement métallique.

(4) Beau dépôt soyeux.

(5) Dépôt régulier, grossièrement cristallin.

D'après ce Tableau, la marche des excès négatifs, pour des courants déposant moins de $0^{mgr},6$ de cuivre par seconde et par centimètre carré, est aussi régulière que celle des excès positifs fournis par des courants plus intenses. L'expérience suivante, dans laquelle on a fait varier l'intensité du courant à intervalles rapprochés, montre avec quelle facilité on peut obtenir, sur un même réservoir thermométrique, des couches métalliques alternativement comprimantes ou dilatantes.

Poids de cuivre P par centimètre carré et par minute.	Temps (¹).	Contraction (²).	Aspect du dépôt.
mgr	m	o	
0,563...........	6....	— 0,012	Bel éclat métallique.
	16....	— 0,020	
0,751...........	10....	+ 0,008	Très bel éclat métallique.
	20....	+ 0,033	
0,924...........	10,5..	+ 0,010	Bel éclat métallique.
	20....	+ 0,020	
0,583...........	38....	— 0,023	Dépôt cristallin.
1,143...........	13....	+ 0,028	Bel éclat métallique.

Ces diverses observations concourent pour fixer le point neutre correspondant à l'azotate de cuivre de densité 1,20 vers $P = 0^{mgr},6$. Les dépôts comprimants possèdent un bel éclat métallique qui appartient aussi à certains dépôts dilatants; toutefois, à mesure que l'intensité du courant diminue, les dépôts prennent un aspect d'abord soyeux, puis grossièrement cristallin; mais l'ensemble des observations paraît établir que la cristallisation ne joue tout au plus qu'un rôle secondaire dans la production des phénomènes qui nous occupent: il est tout à fait impossible de distinguer par leur aspect certains dépôts, dont les uns compriment et les autres dilatent de la manière la moins douteuse.

III. Il faut donc chercher ailleurs la cause de l'inversion que nous constatons. Pour en établir l'origine, je ferai d'abord remarquer que la contraction A de l'unité de volume dépend de l'inten-

(¹) Comptés à partir de l'origine de chaque période.
(²) Produite à partir de l'origine de chaque période.

sité i du courant d'après la même loi que l'échauffement E du thermomètre électrode. J'ai démontré [1] que cet échauffement est représenté par la formule

$$E = -ai + bi^2, \tag{1}$$

dans laquelle a est une constante relative à la chaleur absorbée par le phénomène de Peltier à la surface de contact du métal et du liquide, b une constante caractéristique de la chaleur dégagée dans le liquide, en vertu de sa résistance, au voisinage du réservoir du thermomètre. Pour des valeurs de i supérieures à

$$I = \frac{a}{b}, \tag{2}$$

E est positif, le thermomètre s'échauffe; pour des valeurs moindres, E est négatif et le thermomètre se refroidit. Je désignerai l'intensité I sous le nom de *point neutre des températures.*

Nous avons établi, dans le paragraphe précédent, qu'il y a un *point neutre de la compression,* correspondant à une certaine intensité I′ du courant, qu'au-dessus de ce point neutre les dépôts sont comprimants, qu'ils sont dilatants au-dessous. Je vais montrer que toutes les causes qui font varier le point neutre des températures agissent pour déplacer dans le même sens le point neutre de la compression.

En premier lieu, on sait que le coefficient a de la formule (1) demeure invariable pour un même sel métallique, quelle que soit la concentration de la dissolution employée, tandis que b varie dans le même sens que la résistance, laquelle croît, comme on sait, à partir d'un certain minimum, quand la concentration diminue de plus en plus. Il en résulte que le point neutre I des températures s'abaisse quand on emploie des solutions de plus en plus étendues. Le Tableau suivant, relatif à l'azotate de cuivre, établit qu'il en est de même du point neutre I′ de la contraction.

---

(1) *Journal de Physique,* t. IX, p. 311 et suiv.

	Densité de la solution.	Point neutre I'. Poids P (environ).	Intensité I' en webers par centimètre carré (environ).
	°	mgr	w
Azotate de cuivre.....	1,38	0,7	0,0035
	1,20	0,6	0,003
	1,14	0,4	0,002
	1,072	0,05	0,00025

Pour un même métal et à densité égale de la dissolution saline, le coefficient a est indépendant de la nature de l'acide du sel, mais b est variable; il est plus petit pour l'azotate de cuivre que pour le sulfate, et, par conséquent, pour le premier de ces deux sels, le point neutre I des températures est plus élevé. Or nous avons vu que, pour l'azotate de cuivre de densité 1,20, $I' = 0^w,003$ par centimètre carré, tandis que pour le sulfate I' est moindre que $0^w,0005$.

Enfin, quand on change la nature du métal, le coefficient a, caractéristique de l'effet Peltier, change à son tour. Quand ce coefficient est positif et qu'il n'y a pas d'actions secondaires énergiques (sulfate et azotate de cuivre, sulfate et chlorure de zinc, sulfate et chlorure de cadmium), on observe un point neutre I des températures à l'électrode négative, tandis qu'on n'en observe pas dans le cas des sels de protoxyde de fer ($a = 0$) (¹), de nickel ($a < 0$), etc. On retrouve précisément les mêmes circonstances pour la compression.

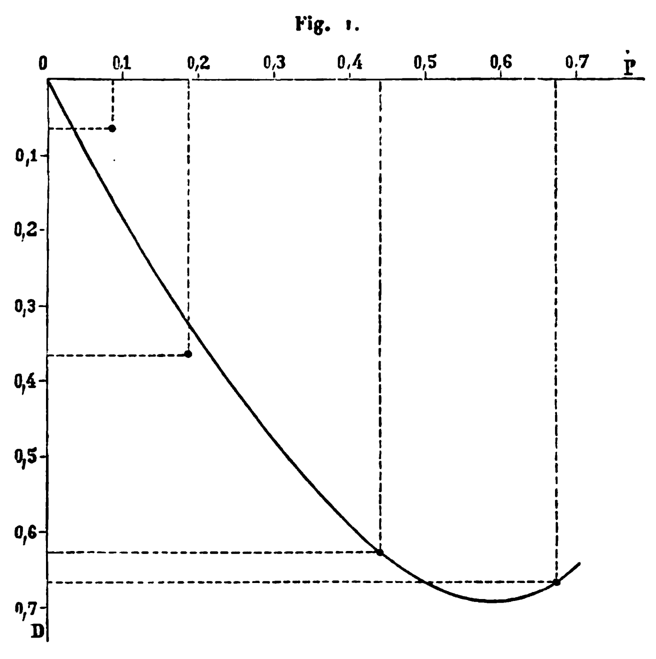
Le Tableau suivant indique les points neutres I' dont on a pu constater l'existence.

Nature du sel.	Densité.	Point neutre I'. Poids P.	Intensité I' en webers par centimètre carré.
	°	mgr	w
Sulfate de cuivre.............	1,20	< 0,1	< 0,0005
Azotate de cuivre............	1,38	environ 0,7	environ 0,0035
Chlorure de cadmium.........	1,37	0,7	0,0019
Sulfate de zinc...............	1,38	2,5	0,0168

(¹) Avec le protochlorure de fer, un courant qui ne déposait que $0^{mgr},0114$ de fer par minute (c'est-à-dire dont l'intensité était huit fois plus faible que celle qui correspond au point neutre du sulfate de cuivre) a fourni, en huit cent soixante minutes, une compression mesurée par $+0°,250$ du thermomètre. Pour des intensités plus fortes la compression croît rapidement, et bientôt la limite d'élasticité du métal se trouve dépassée et le dépôt se déchire.

Le sulfate de zinc fournit une décompression assez énergique pour des intensités moyennes ($0^{w},0025$ à $0^{w},004$), qui donnent, avec le sulfate de cuivre, des compressions énormes. On s'explique ainsi comment M. Mills (¹), qui considérait la *pression galvanique* comme une constante caractéristique de chaque métal, a pu attribuer au zinc une pression négative, qu'il n'aurait pas observée avec des intensités plus fortes (²).

Fig. 1.



Le chlorure de zinc mérite une attention particulière, car il ne permet d'obtenir que des dépôts dilatants. Le Tableau suivant résume les résultats obtenus avec le chlorure de densité 1,716.

Poids P par centimètre carré et par minute.	Décompression D pour un dépôt total de $0^{gr},25$ par centimètre carré.
mgr	o
0,086	— 0,065
0,186	— 0,366
0,440	— 0,637
0,672	— 0,667

(¹) MILLS, *Proceedings of the royal Society of London*, t. XXVI, p. 504.

(²) Je ne rapporterai ici que deux observations relatives au sulfate de zinc pur de

On reconnaît sur le Tableau et sur la courbe qui l'accompagne (*fig.* 1) que, quand on fait croître l'intensité du courant, la décompression croît d'abord et arrive à une valeur maximum, au delà de laquelle elle décroîtrait sans doute, pour se rapprocher de zéro et changer ensuite de signe, si le dépôt pouvait continuer à s'opérer régulièrement pour de plus fortes intensités. Le chlorure de zinc ne constitue donc pas une exception; mais, dans les limites accessibles à l'expérience, il ne présente qu'une partie du phénomène que l'azotate de cuivre ou le sulfate de zinc nous ont offert dans son ensemble (¹).

IV. En résumé, la marche de la contraction des dépôts galvaniques est analogue à la marche de l'échauffement de l'électrode sur laquelle ils se déposent, et, bien que les nombres obtenus ne permettent pas de déterminer avec certitude les coefficients d'une formule empirique représentant la contraction A de l'unité de volume en fonction de l'intensité i du courant, on peut affirmer qu'elle est de la forme

$$A = -a'i + b'i^2 \tag{3}$$

et que toute cause qui fait varier les constantes a et b de la for-

---

densité 1,38 :

	Temps.	Contraction.
	m	°
$P = 3^{mgr},29\ldots$	10...	+0,015
	20...	+0,040
	30...	+0,110
	40...	+0,175

	Temps.	Décompression.
	m	°
$P = 0^{mgr},79\ldots$	20...	−0,045
	140...	−0,350

(¹) Rappelons encore que, par une exception singulière, les dissolutions très concentrées de chlorure de zinc présentent des valeurs de a qui décroissent quand la densité de la dissolution croît (*Journal de Physique*, t. IX, p. 315), de telle sorte que le point neutre des températures correspond à une intensité de courant plus faible pour une dissolution de chlorure de zinc de densité 1,98 que pour une dissolution de densité 1,716. Pour une même intensité de courant, inférieure au point neutre des deux dissolutions, on observe un refroidissement moins intense dans la dissolution la plus concentrée. On trouve, dans les mêmes conditions, une décompression moindre; par exemple, pour $P = 0^{mgr},440$ et pour $0^{gr},14$ de zinc déposé par centimètre carré, on a :

Densité de la solution.	Décompression
	°
1,98	−0,113
1,716	−0,375

mule (1)

$$E = -ai + bi^2$$

produit une variation analogue des constantes a' et b'. Une relation aussi étroite ne saurait être méconnue. Voici l'interprétation que je propose d'en donner.

Le thermomètre indique la température moyenne du liquide dans une petite étendue autour de son réservoir; cette température n'est pas nécessairement celle du métal qui se dépose. On doit, en effet, considérer que l'eau pure n'est pas conductrice; que le courant se propage à peu près exclusivement par les molécules de l'électrolyte dissous; que, par suite, la chaleur dégagée dans le liquide en vertu de sa résistance ou absorbée par suite du phénomène de Peltier est dégagée ou absorbée dans les molécules de l'électrolyte, qui font ultérieurement échange de chaleur avec les molécules inertes du dissolvant. Aux points où le courant dégage de la chaleur, la température de l'électrolyte est donc toujours supérieure à celle du liquide ambiant; aux points où il en absorbe, la température de l'électrolyte est plus basse [1].

Supposons qu'on se trouve dans le premier cas; le métal, à l'instant où il se dépose, est plus chaud que le liquide et, par conséquent, possède une température supérieure à la moyenne indiquée par le thermomètre; aussitôt déposé, il se refroidit à cette température moyenne, et par suite se contracte : le dépôt est comprimant. C'est l'inverse qui se produit quand le métal est plus froid que le liquide : le dépôt est alors dilatant.

Si cette manière de voir est exacte, le point neutre I' de la compression correspond au cas où le métal et le liquide ont la même

[1] Une comparaison permettra de donner plus de relief à cette proposition. Supposons qu'un courant se propage dans un paquet de fils métalliques parallèles noyés dans de la gutta-percha, où se trouve également noyé le réservoir d'un thermomètre. Quand on fait passer le courant dans les fils, ils s'échauffent, et leur température est à chaque instant supérieure à celle de la gutta environnante et à la moyenne indiquée par le thermomètre. Si tous les fils présentaient une soudure thermo-électrique au voisinage du point où se trouve placé le thermomètre, et si le courant passait dans un sens tel que le phénomène de Peltier agit pour refroidir les soudures, les soudures s'échaufferaient pour de fortes intensités du courant, se refroidiraient pour des intensités plus faibles, et dans ce dernier cas leur température descendrait au-dessous de celle de la gutta-percha environnante et serait inférieure à la moyenne indiquée par le thermomètre.

température, et l'on s'attendrait peut-être à ce que ce point neutre coïncidât avec celui I des températures (¹). L'expérience établit pourtant, et de la manière la plus nette, qu'il n'en est pas ainsi. Le sulfate de cuivre donne des dépôts comprimants sur un thermomètre qui se refroidit d'une manière non douteuse; le chlorure de zinc de densité 1,98 donne des dépôts dilatants sur un thermomètre qui peut s'échauffer beaucoup. Il n'y a donc pas proportionnalité entre l'échauffement du thermomètre et l'excès de température du métal qui se dépose.

Mais on doit considérer que la température des molécules métalliques, à l'instant du dépôt, ne dépend que de la chaleur évoluée par le courant dans une couche d'épaisseur moléculaire (et par conséquent infiniment petite) autour du réservoir du thermomètre, tandis que la température de celui-ci dépend de la chaleur produite dans une couche d'épaisseur finie; que d'ailleurs il peut exister au sein du liquide, mais en dehors des molécules métalliques qui se déposent, des sources de chaleur ou de froid (actions chimiques secondaires, diffusion de l'électrolyte dans le dissolvant, etc.) qui impressionnent le thermomètre sans modifier sensiblement la chute de température du métal à l'instant du dépôt (²). Les excès E et les contractions A ne doivent donc être comparables que d'une manière approximative et générale : ces deux quantités varient d'après des lois analogues, mais qui ne sauraient être identiques.

(¹) Ce qui exigerait que l'on eût $\frac{a}{b} = \frac{a'}{b'}$.

(²) La chute de température que nous invoquons doit être égale à l'élévation de température qu'il faut communiquer au thermomètre métallisé pour faire cesser la compression, c'est-à-dire pour que son indication devienne identique à celle d'un thermomètre nu. J'ai établi ailleurs (*Journal de Physique*, t. VIII, p. 299) que cette élévation de température peut quelquefois atteindre une quarantaine et même une centaine de degrés. Ce dernier chiffre doit être considéré comme un maximum.

PROJECTION DES FIGURES DE LISSAJOUS AVEC DES DIFFÉRENCES DE PHASE VARIABLES A VOLONTÉ;

PAR M. A. CROVA.

Lorsqu'on approche un puissant aimant des extrémités d'un diapason vibrant, la force attractive ainsi développée augmente la période de vibration comme le ferait un poids supplémentaire fixé à ses branches. La distance de l'aimant augmentant, la perturbation diminue, et l'on peut ainsi faire varier à volonté, dans des limites très restreintes, la période de vibration. Si l'aimant est trop rapproché, l'amplitude diminue et le diapason s'arrête rapidement. C'est là un cas intéressant, et que je crois nouveau, de l'étude des vibrations forcées.

En se basant sur ce principe, il est très facile de projeter les figures de Lissajous correspondant à un intervalle quelconque et de les rendre à volonté mobiles ou fixes sans toucher aux diapasons ; on peut ainsi les amener par une déformation lente à une forme quelconque et les fixer alors aussi longtemps qu'on le désirera, ce qui est très utile pendant une démonstration.

Dans ce but, je me sers des électro-diapasons de M. Mercadier (1), montés sur le support universel de M. A. Duboscq(2), qui permettent de projeter des figures de grandes dimensions et d'une manière très commode. M. Mercadier a donné dans ce Recueil la théorie de ces appareils (3) et leur application à la détermination des éléments d'un mouvement vibratoire.

Pour faire varier à volonté la période de vibration d'un diapason dans des limites très restreintes, je fais usage d'un électro-aimant supplémentaire, placé entre les extrémités des branches du diapason et mobile au moyen d'une vis dans une direction perpendiculaire au plan de ses deux branches, que M. Mercadier a fait adapter à l'un de ses diapasons; il est ainsi facile de faire varier à volonté sa

(1) MERCADIER, *Électro-diapasons* (*Journal de Physique*, t. II, p. 350).

(2) A. DUBOSCQ, *Support universel d'électro-diapasons* (*Journal de Physique*, t. VIII, p. 60).

(3) MERCADIER, *Amplitude des diapasons, etc.* (*Journal de Physique*, t. IX, p. 41; *Éléments d'un mouvement vibratoire* (*Journal de Physique*, t. IX, p. 217 et 282).

position, et par suite l'attraction exercée par cet électro-aimant supplémentaire, que j'adapte au diapason qui donne le son fondamental.

Voici la disposition des expériences.

Le premier diapason, celui qui donne le son fondamental, est muni, vers le milieu de sa longueur, d'une bobine fixe qui reçoit le courant intermittent provenant du style interrupteur et qui entretient les vibrations. Il porte vers son extrémité la bobine mobile qui peut recevoir, au moyen d'une clef de Morse, un courant permanent fourni par une pile séparée (2 éléments de Bunsen suffisent largement).

Le second diapason ne porte que la bobine qui entretient ses vibrations.

Projetons l'ellipse de l'unisson après avoir légèrement déplacé vers la base du diapason le support du style interrupteur, de manière à rendre la vibration du premier diapason un peu plus rapide que celle du second.

Nous verrons l'ellipse se déformer lentement dans le sens direct; mais, si nous lançons le courant permanent dans la bobine supplémentaire, nous verrons la déformation se ralentir, s'arrêter ou se produire en sens inverse, selon la position que nous donnerons à cette bobine; pour une certaine position, la figure sera immobile.

Cessant d'appuyer sur la clef de Morse, la figure se déformera lentement, et, en appuyant de nouveau, nous l'immobiliserons dans telle phase qu'il nous plaira.

Ces expériences sont très faciles à faire et rendent de grands services pour la démonstration.

C'est surtout pour les intervalles d'octave, de quinte d'octave, de quarte et de quinte que cette méthode est utile; il est souvent difficile d'immobiliser ces figures compliquées; l'emploi de l'électro-aimant permanent m'a permis d'arriver d'emblée à immobiliser la figure de tierce majeure, qui est très compliquée, et de la fixer invariablement à une phase quelconque.

On peut aussi démontrer l'influence de l'amplitude sur la période de vibration.

Pour cela, le premier électro-diapason exécutant des vibrations d'amplitude considérable et étant rigoureusement accordé au

moyen de l'électro-aimant permanent sur le second, on obtient une figure fixe inscrite dans un carré si les amplitudes sont égales. Après avoir amorti le second, on le met de nouveau en vibration en rétablissant l'interrupteur; l'amplitude croît et finit par atteindre sa valeur primitive. On voit alors la figure, très aplatie au début, se déformer de plus en plus lentement, en passant par les figures caractéristiques des différences successives de phase, et se fixer quand les amplitudes sont devenues à peu près égales.

On peut faire des expériences analogues sur la composition parallèle.

Les deux diapasons étant à l'unisson, on projette sur l'écran le trait fixe résultant. Si l'on actionne l'électro-aimant permanent, on voit le trait se contracter et se dilater alternativement, en même temps que l'oreille entend les battements synchrones. On ralentit ou l'on accélère les battements en déplaçant l'électro-aimant permanent; on les supprime et on fixe le trait en interrompant le courant.

Enfin, on peut faire une série d'expériences très instructives en actionnant les deux électro-diapasons par le même courant. Il faut, pour cela, employer comme interrupteur le diapason le plus grave, et serrer l'interrupteur du second, de manière à rendre le contact permanent. Le premier diapason excitera le second, pourvu que le nombre de vibrations du second soit un multiple entier du nombre de vibrations du premier. Si les diapasons sont bien accordés (dans ce but l'électro-aimant permanent peut être utilisé), dès que le premier diapason vibre, le second se met à vibrer spontanément, et l'on obtient une figure fixe.

Cas de l'unisson. — L'accord étant rigoureux sous des amplitudes égales et assez grandes, on amortit avec la main le second diapason, et la figure se réduit à une ligne droite; abandonnant ce diapason à lui-même, il entre spontanément en vibration; la figure, très aplatie au commencement, est une ellipse à deux axes rectangulaires, correspondant à une différence de phase égale à $\frac{\pi}{2}$; mais, à mesure que l'amplitude augmente, l'ellipse se déforme en s'inclinant et se rapproche d'autant plus de la droite inclinée correspondant à une différence de phase nulle que l'accord est plus rigoureux.

Si les diapasons ne sont pas d'accord exactement, le premier vibrant fortement et le second, préalablement amorti, étant abandonné à lui-même, on obtient, comme précédemment, l'ellipse très aplatie au début; mais, le temps croissant, l'ellipse se déforme et oscille en s'inclinant dans deux sens alternativement contraires. Si le désaccord est trop fort, le second ne vibre pas; si, au contraire, il est presque insensible, la figure partant de l'ellipse très aplatie à deux axes rectangulaires, correspondant à une différence de phase $\frac{\pi}{2}$, s'agrandit en se déformant lentement et finit par prendre la forme d'une ellipse inclinée qui se rapproche d'autant plus de la droite inclinée correspondant à une différence de phase nulle que l'accord est plus près d'être absolu.

Cas de l'octave. — Le diapason excitateur étant toujours celui du son fondamental et sa vibration étant très forte, on abandonne le second à lui-même. Celui-ci entre immédiatement en vibration et donne la courbe en forme de 8, très aplatie au début, qui correspond à une différence de phase initiale égale à $\frac{\pi}{2}$. La figure se renfle peu à peu en se déformant et finit, si l'accord d'octave est rigoureux, par se fixer à la forme paraboloïde, qui correspond à une différence de phase nulle.

Si l'accord n'est pas absolument rigoureux, on obtient au début la courbe en forme de 8 très aplati; la figure s'agrandit peu à peu en se déformant et finit par prendre une forme invariable, qui se rapproche d'autant plus de la forme paraboloïde ci-dessus que l'accord est plus près d'être rigoureux.

Ces expériences sont facilitées par l'emploi de l'électro-aimant permanent, qui permet de faire varier à volonté la période de vibration sans arrêter les diapasons, aussi lentement que l'on veut. Leur théorie est très simple; elle est une conséquence des principes de la communication des vibrations d'un corps à un autre corps en repos dont la période de vibration est égale à celle du premier ou en diffère très peu : tel est le cas de la réaction qu'exercent l'une sur l'autre deux horloges placées sur une même tige élastique ou deux pendules suspendus à un même support légèrement flexible (expériences d'Ellicot et de Savart).

Il est intéressant de rapprocher ces expériences de celles de M. Kœnig sur la différence de phase de deux téléphones associés(1), dans lesquelles deux diapasons U, T_1 en relation téléphonique lui ont donné une différence de phase d'un quart de vibration.

Elles ne sont pas rigoureusement comparables cependant, car, dans celles de M. Kœnig, c'est le mouvement même du premier diapason qui donne naissance au courant d'intensité variable qui excite le second, tandis que, dans les miennes, le courant est produit par une cause extérieure et le premier diapason agit seulement comme interrupteur brusque d'un courant constant.

ÉTABLISSEMENT DES COURANTS ÉLECTRIQUES DANS UN SYSTÈME QUELCONQUE DE FILS CONDUCTEURS IMMOBILES (2);

PAR M. M. BRILLOUIN.

Lorsque des courants électriques, arrivés à l'état permanent, circulent dans un système quelconque de fils conducteurs, les lois d'Ohm permettent d'étudier facilement leur répartition entre ces fils. Mais, pendant la période variable, ces lois ne sont plus applicables. Le partage du courant entre les fils dépend alors des phénomènes d'induction et n'a été étudié, à ma connaissance, que dans un nombre restreint de cas particuliers. C'est l'étude générale des lois de ce partage, aboutissant à une règle précise pour la formation de l'équation algébrique unique à laquelle se ramène la question qui fait l'objet de ce travail.

I. — Dans la première Partie, j'étudie un système simple, formé de circuits fermés voisins en nombre quelconque.

La nécessité physique que l'intensité des courants ne croisse pas indéfiniment avec le temps conduit aux conséquences suivantes :

---

(1) *Journal de Physique*, t. VIII, p. 175.

(2) Je ne donne ici que la manière d'établir les équations du problème et l'énoncé des principaux résultats. Le lecteur trouvera le détail des démonstrations et les exemples dans mon Mémoire original [(Thèse pour le doctorat ès sciences mathématiques (*Annales de l'École Normale*, janvier 1881)].

1. Le potentiel d'un circuit fermé sur lui-même est toujours positif. Cela résulte aussi d'une manière évidente de la forme de l'intégrale qui représente ce potentiel.

2. Les potentiels sur eux-mêmes et les potentiels mutuels d'un nombre quelconque n de circuits fermés satisfont toujours à la relation [1]

$$\Delta = \begin{vmatrix} W_{11} & W_{12} & \dots & W_{1n} \\ W_{21} & W_{22} & \dots & W_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ W_{n1} & W_{n2} & \dots & W_{nn} \end{vmatrix} \geqq 0.$$

où W_{hk} désigne le potentiel mutuel des deux circuits fermés h, k, et W_{hh} le double du potentiel du circuit h sur lui-même.

Lorsqu'il n'y a que deux circuits fermés, cela se réduit à

$$W_{11}W_{22} - (W_{12})^2 \geqq 0.$$

3. Si le potentiel d'un fil sur lui-même est nul, le potentiel mutuel de ce fil avec un autre quelconque est aussi nul. Ce fil n'a plus aucune action inductrice.

Ce n'est là qu'un cas particulier d'une propriété beaucoup plus générale relative aux déterminants Δ.

4. S'il n'est pas possible de satisfaire rigoureusement à la condition limite

$$W_{11}W_{22} - (W_{12})^2 = 0,$$

on peut du moins en approcher beaucoup.

Formons deux torons, l'un de a fils, l'autre de b fils, et enroulons-les côte à côte de manière à en faire une seule bobine. Supposons qu'un courant parcoure successivement les a fils du premier toron et un autre les b fils du deuxième toron dans le même sens.

Soit w le potentiel sur lui-même d'un seul fil enroulé comme l'ont été les deux torons. Le potentiel mutuel de deux fils ainsi

---

[1] Dans la théorie de l'induction de Maxwell (*A Treatise on electricity and magnetism*, t. II, chap. VI), on déduirait immédiatement cette relation du n° 566, chap. V, sur les équations de Lagrange.

enroulés est à peu près $2w$, et l'on a

$$\tfrac{1}{2}W_{11} = aw + \frac{a(a-1)}{2} \times 2w = a^2 w,$$

$$\tfrac{1}{2}W_{22} = bw + \frac{b(b-1)}{2} \times 2w = b^2 w,$$

$$W_{12} = ab.2w = 2abw,$$

ce qui donne bien

$$W_{11}W_{12} - (W_{12})^2 = 0.$$

5. Quand un déterminant Δ est nul, il y a une relation linéaire entre les intensités dans les n fils correspondants, indépendante des dérivées des intensités.

Pour deux fils enroulés côte à côte, comme il vient d'être dit, cette relation est

$$b(E_a - R_a i_a) = a(E_b - R_b i_b).$$

II. — 6. Les systèmes qui font l'objet de la seconde Partie sont formés de fils qui se réunissent en certains points nommés *sommets*; ces fils sont disposés de telle sorte qu'on puisse toujours aller d'une extrémité à l'autre d'un fil donné par un chemin composé uniquement de fils différents du premier: tout fil fait donc partie d'un circuit fermé.

On peut alors négliger la capacité des fils et regarder chacun d'eux comme parcouru à chaque instant par le même courant dans toute sa longueur. Il s'agit uniquement de fils qui ne subissent ni déplacement ni déformation, et dans le voisinage desquels aucun aimant ne se déplace. Les résistances sont supposées constantes, ainsi que la force électromotrice des piles. Les variations d'intensité peuvent être dues à une modification quelconque de l'état du réseau, pourvu qu'elle laisse tous les circuits fermés. Telles sont: la fermeture simultanée de tous les circuits qui contiennent des piles; la substitution instantanée, à un nombre quelconque des piles, de fils de même résistance, ou la substitution inverse. Ces substitutions peuvent avoir lieu soit pendant l'état permanent, soit à un moment quelconque de la période variable, ce qui altère brusquement les constantes qui dépendent de l'état initial, sans changer les équations différentielles.

7. *Sommets.* — A chaque sommet correspond une équation de conservation de l'électricité :

$$\Sigma(i) = 0.$$

Les intensités y sont précédées du signe + ou —, suivant que le sens positif sur le fil correspondant est dirigé vers le sommet ou en sens inverse.

Groupes. — Il peut arriver qu'un certain nombre de sommets reliés entre eux par des fils ne soient reliés à aucun des autres sommets : on dit alors que les fils qui communiquent seulement avec les premiers sommets forment un groupe distinct. Soient g le nombre de ces groupes dans le système de n fils que nous considérons, et $s + g$ le nombre total des sommets. Il n'y a que s équations distinctes relatives aux sommets. En effet, en ajoutant toutes celles d'un même groupe, on obtient une identité, car toute intensité qui entre avec le signe + dans l'équation d'un sommet entre avec le signe — dans l'équation d'un autre du même groupe et n'entre pas ailleurs.

8. Pour établir les équations relatives à chaque fil, il faut tenir compte de deux sortes d'actions : celles qui proviennent du courant électrique ou de ses variations, et celles qui tiennent à la distribution superficielle de l'électricité sur les conducteurs. Occupons-nous d'abord des premières.

9. *Force électromotrice d'induction.* — Lorsque deux circuits fermés, invariables de forme et de position, sont parcourus par des courants variables, la force électromotrice totale dans le premier circuit, due à une variation $\frac{di'}{dt}dt$ de l'intensité dans le deuxième circuit, est, comme on sait,

$$-W\frac{di'}{dt},$$

en posant

$$W = \int\int \frac{\cos\varepsilon}{r} ds\, ds',$$

ε étant l'angle des deux éléments ds, ds', et r leur distance (1).

(1) Cette expression de la force électromotrice due à la variation de l'intensité a

Il faut donc que la force électromotrice produite dans un élément ds par une variation $\frac{di'}{dt}dt$ dans un autre élément ds' soit de la forme

$$-\frac{di'}{dt}\left(\frac{\cos\varepsilon}{r}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial s\,\partial s'}\right)ds\,ds',$$

φ étant une fonction de la distance seule des deux éléments, condition nécessaire et suffisante pour que φ disparaisse dans l'action de deux circuits fermés.

Désignons par α, β, α', β' des indices qui se rapportent aux extrémités de deux fils non fermés. W désignant toujours la même intégrale double, étendue aux deux fils donnés, la force électromotrice dans le premier fil, due à une variation $\frac{di'}{dt}dt$ dans le deuxième, est

$$-\frac{di'}{dt}(\mathrm{W}+\varphi_{\alpha,\alpha'}-\varphi_{\alpha,\beta'}-\varphi_{\beta,\alpha'}+\varphi_{\beta,\beta'}),$$

et, pour l'action de tous les fils du réseau (6) sur le premier fil, c'est la somme de termes pareils.

Groupons tous les termes $\varphi_{\alpha,\alpha'}$ qui se rapportent au même sommet α'; ils se réduisent au produit de $\varphi_{\alpha,\alpha'}$ par la dérivée de la somme des intensités qui aboutissent à ce sommet; comme $\varphi_{\alpha,\alpha'}$ change de signe suivant que le sens positif choisi sur le fil est dirigé vers le sommet ou en sens inverse, les intensités entrent dans la somme avec le même signe que dans l'équation de ce sommet. Ce coefficient est donc identiquement nul.

La force électromotrice dans un fil donné, due à l'ensemble du réseau (6), est donc égale à

$$-\sum\frac{di'}{dt}\mathrm{W},$$

avec

$$\mathrm{W}=\int_0^s\int_0^{s'}\frac{\cos\varepsilon}{r}\,ds\,ds'.$$

été établie par Felici au moyen d'expériences directement inspirées des expériences fondamentales d'Ampère en Électrodynamique. On sait aussi qu'il est facile d'imaginer une loi d'action des masses électriques en mouvement qui ait à la fois pour conséquences les lois de l'Électrodynamique et de l'induction. Celle de Weber est la plus connue.

On verrait même que, s'il y avait entre deux éléments des actions électromotrices proportionnelles aux dérivées successives des intensités, par le seul fait qu'elles disparaissent de l'action mutuelle de deux circuits fermés, elles disparaîtraient aussi du système (6).

10. Nous conserverons donc à l'intégrale double

$$W = \int\int \frac{\cos\varepsilon}{r} ds ds'$$

le nom de *potentiel mutuel* ou *coefficient d'induction mutuelle* des deux fils, puisqu'elle définit complètement la force électromotrice des deux fils, quand ils font partie du réseau que j'étudie.

Rappelons que, par sa forme même, elle fournit les lois d'addition suivantes :

1° *Le potentiel mutuel de deux circuits formés chacun de plusieurs parties est égal à la somme des potentiels mutuels de toutes les parties de l'un avec toutes celles de l'autre circuit.*

2° Lorsque les deux éléments appartiennent au même fil, c'est la moitié de l'intégrale qu'on appelle *potentiel du fil sur lui-même ou coefficient de self-induction.*

Le potentiel sur lui-même d'un fil formé de plusieurs parties est égal à la somme des potentiels sur elles-mêmes de chaque partie, augmentée de la somme des potentiels mutuels de toutes ces parties entre elles.

11. *Équations du mouvement de l'électricité dans un quelconque des fils.* — Soit AB un fil, sur lequel la direction AB est choisie arbitrairement comme positive. Une pile est placée sur ce fil; sa force électromotrice rapportée à la direction positive sur le fil, c'est-à-dire l'accroissement de potentiel électrostatique qu'on observe en la traversant de A vers B, est E.

Soient V_A, V_B les potentiels électrostatiques aux extrémités A, B du fil; la force électromotrice due à la distribution superficielle de l'électricité est

$$V_A - V_B.$$

Pendant le temps dt, la chaleur dégagée dans le fil est $Ri^2 dt$.
Le travail chimique de la pile est $E i dt$.

Le travail des forces électromotrices, tant électrostatiques que d'induction, est

$$\left(V_A - V_B - \Sigma W \frac{di'}{dt}\right) i dt;$$

enfin, les circuits étant invariables de forme et de position, le travail des forces électrodynamiques est nul. L'équation des forces vives donne donc

$$R i^2 dt = E i dt + (V_A - V_B) i dt - \left(\Sigma W \frac{di'}{dt}\right) i dt$$

ou

$$E_1 = R_1 i_1 + \sum_{p=1}^{p=n} W_{1,p} \frac{di_p}{dt} + V_B - V_A.$$

Ces équations sont en nombre égal à celui des fils (¹).

12. Remarquons qu'elles ne contiennent que les différences des potentiels électrostatiques aux divers sommets. Comme chaque groupe est, à cet égard, complètement indépendant des autres, on peut rapporter les potentiels des sommets à celui d'un quelconque du même groupe. Le nombre des différences de potentiel distinctes qui entrent dans les équations d'un groupe est égal au nombre des sommets, moins un; pour le réseau entier contenant $s + g$ sommets et g groupes, il n'y a que s différences de potentiel distinctes, autant que d'équations distinctes de conservation de l'électricité.

13. Toutes les équations étant linéaires à coefficients constants, on sait qu'on les intégrera par des sommes d'exponentielles. Posons donc

$$i_p = \frac{E_p}{R_p} + A_p e^{\alpha t},$$

$$V_q - V_0 = B_q e^{\alpha t},$$

et formons l'équation en α. On sait qu'elle résulte de l'élimination

(¹) Si les fils se déplaçaient ou se déformaient, il faudrait remplacer dans ces équations les termes $W_{1,p} \frac{di_p}{dt}$ par $\frac{d}{dt}(W_{1,p} i_p)$.

des constantes A, B entre les n équations des fils

$$\sum_{h=1}^{h=n} A_h W_{p,h} \alpha + A_p R_p + B_q - B_{q'} = 0$$

et les s équations des fils

$$\Sigma A_k = 0,$$

qu'on aura soin d'écrire dans l'ordre des indices des sommets. Cette équation s'écrit immédiatement sous forme d'un déterminant de $(n+s)^2$ termes égalé à zéro. Désignons-la par $F(\alpha) = 0$.

14. En prenant l'équation sous cette forme, on reconnaît facilement qu'elle est de degré $n - s$ en α.

Par une transformation assez simple, on la ramène à une équation très étudiée dont toutes les racines sont réelles et inégales.

Ainsi, toutes les racines de $F(\alpha) = 0$ *sont réelles et inégales. Il en résulte qu'il ne peut s'introduire ni sinus ni cosinus du temps dans l'expression des intensités et des potentiels aux sommets d'un système quelconque de fils soumis aux seules lois de l'induction électrodynamique. Aucun phénomène périodique ne peut y prendre naissance.*

On reconnaît très facilement qu'il n'en est plus de même dès qu'on introduit sur le circuit un condensateur ([1]).

15. *Règle pour écrire immédiatement l'équation qui donne les exposants* α *d'un système quelconque de bobines.* — Enfin, en comparant les différentes manières de réduire le déterminant à $(n-s)^2$ termes, on arrive à la règle suivante :

n, nombre total des bobines;
g, nombre des groupes distincts;
$s + g$, nombre total des sommets.

Le plus haut exposant de α est $n - s$, et l'équation est

$$F(\alpha) = A_{n-s}\alpha^{n-s} + A_{n-s} + A_{n-s-1}\alpha^{n-s-1} + \ldots + A_1\alpha + A_0 = 0.$$

([1]) *Journal de Physique*, t. IV, p. 88.

16. *Former le coefficient* $A_{n-s-\xi}$. — On a choisi d'avance arbitrairement la direction positive sur chaque fil. Écrivons toutes les combinaisons différentes ξ à ξ des n résistances. Pour chacune d'elles, parmi les $n-\xi$ autres résistances, choisissons-en s telles qu'au moins une aboutisse à chacun des $s+g$ sommets. Si c'est impossible, cette combinaison n'entre pas dans le terme $A_{n-s-\xi}$. Si c'est possible de plusieurs manières, fixons notre choix sur une, n'importe laquelle d'ailleurs, et ne nous occupons pas des autres. Formons *tous les circuits fermés* qu'on peut obtenir avec un nombre quelconque des s fils et un seul des $n-\xi-s$. Ils sont au nombre de $n-\xi-s$. Au moyen des potentiels des fils pris dans le sens positif, formons, d'après la règle du n° 10, les potentiels de tous ces circuits sur eux-mêmes et entre eux, et écrivons le déterminant symétrique de $(n-\xi-s)^2$ termes qu'on peut former avec eux. C'est le facteur du produit des ξ résistances considérées dans le terme $A_{n-s-\xi}$.

Parmi les coefficients, remarquons les deux extrêmes, A_{n-s} et A_0.

Le dernier, A_0, ne contient que des résistances. Le premier, A_{n-s}, qui ne contient pas de résistances, se réduit à un seul déterminant symétrique de circuits fermés.

17. La connaissance des coefficients de $F(\alpha)$ permet d'établir les propriétés suivantes :

1° *Les racines de l'équation* $F(\alpha)=0$ *sont toujours toutes négatives ou nulles.*

2° *Quand un terme* $A_{n-s-\xi}$ *est nul dans* $F(\alpha)$, *tous les termes d'indices supérieurs sont aussi nuls.*

3° *Lorsqu'il existe entre les intensités des courants, dans certains fils considérés à part, une relation indépendante des dérivées des intensités, la même relation subsiste quels que soient les nouveaux fils qu'on y ajoute.*

Il faut seulement avoir eu soin d'écrire la relation primitive en y séparant les termes relatifs à chacune des parties entre lesquelles un fil unique peut être subdivisé quand on ajoute les nouveaux fils.

4° *Une relation indépendante des dérivées des intensités dans*

une partie des fils annule donc le coefficient de la plus haute puissance de α dans F(α), *et celui-là seul.*

5° *Le nombre de relations distinctes indépendantes des dérivées des intensités est toujours égal au nombre des coefficients des plus hautes puissances de α qui sont nuls dans* F(α).

18. Le travail est terminé par une énumération complète des systèmes de fils pour lesquels le polynôme F(α) est de degré inférieur à 5 et par un exemple d'application de la règle ; l'écriture en est un peu longue, mais ne présente aucune difficulté.

J.-J. THOMSON. — On the electric and magnetic effects produced by the motion of electrified bodies (Sur les effets électriques et magnétiques produits par le mouvement des corps électrisés); *Phil. Magazine*, 5e série, t. XI, p. 229-249; 1881.

M. Rowland a montré par l'expérience que le déplacement d'un corps chargé d'électricité statique produit les mêmes effets magnétiques qu'un courant. M. Thomson applique à ce problème la théorie de Maxwell. Il cherche l'action produite sur une masse magnétique μ par une sphère chargée d'une quantité d'électricité e et qui se déplace avec une vitesse v; il trouve que cette action est la même que celle qui serait produite d'après la formule d'Ampère par l'unité de longueur d'un courant, dont l'intensité serait μv, qui serait placé au centre de la sphère et dirigé dans le sens du mouvement.

M. Thomson croit pouvoir expliquer quelques-uns des phénomènes présentés par les tubes de Crookes, en admettant que la lumière négative est produite par des molécules d'air électrisées et projetées avec une grande vitesse. Au moment où l'une de ces molécules rencontre la paroi de verre, elle change brusquement de vitesse : il doit donc y avoir production d'une force électromotrice d'induction, comme lorsqu'un courant change brusquement de sens. Or des variations rapides de force électromotrice produisent la lumière, d'après la théorie de Maxwell. On expliquerait ainsi la phosphorescence qui a lieu sur la paroi de verre. Cette phosphorescence est locale ; elle n'apparaît qu'aux endroits frappés

par les molécules électrisées : c'est qu'en effet la force électromotrice varie très rapidement avec la distance ; à $\frac{1}{100}$ de millimètre de la molécule, elle devient insuffisante pour produire un phénomène visible.

L'approche d'un aimant a pour effet d'infléchir notablement la trajectoire d'une sphère électrisée. On sait que, dans les tubes de Crookes, la décharge négative est déviée par l'approche d'un aimant. Enfin l'auteur explique de la même manière la répulsion observée par M. Crookes entre les différentes parties de la décharge négative. Pour qu'il y ait attraction, il faudrait que la vitesse des molécules fût plus grande que celle de la lumière.

M. Thomson fait remarquer que cette théorie est d'accord avec celle de Clausius et en contradiction avec celle de Weber, en ce qu'elle admet que l'action entre deux masses électriques dépend non seulement de leur vitesse relative, mais encore de leurs vitesses absolues. Il faut entendre par vitesse absolue la vitesse par rapport au milieu environnant. G. Lippmann.

PERRY et AYRTON. — A preliminary account of the reduction of observations on strained material, Leyden jars and voltameters (Compte rendu préliminaire d'observations sur la déformation des matériaux, les bouteilles de Leyde et les voltamètres); *Proceedings of the royal Society*, n° 204, p. 411.

Quand, après avoir chargé une bouteille de Leyde pendant un temps donné, on la décharge pendant un autre temps donné, puis qu'on l'isole, il s'y manifeste, après un intervalle déterminé, une charge résiduelle proportionnelle à la charge primitive. Cette charge résiduelle varie avec le temps suivant une loi qui dépend de la nature du verre. Pour étudier cette loi, l'auteur emploie la bouteille de l'électromètre de Thomson. Il en détermine la charge en mesurant la déviation qu'éprouve l'aiguille de l'électromètre quand on renverse les communications d'une pile constante reliée aux quadrants. Après avoir chargé, puis déchargé la bouteille, on suivait l'accroissement de cette déviation. Comme cet accroissement était très rapide au commencement de l'expérience, on projetait avec une lentille, sur un cylindre tournant, l'image de deux

fils croisés éclairés par une lampe dont la lumière allait d'abord se réfléchir sur le miroir de l'électromètre. On pouvait tracer avec un crayon la marche de l'image sur le cylindre.

Désignons en général par v la différence de potentiel aux deux faces d'un condensateur à l'époque t et par u l'intensité du courant qui traverse le circuit dont il fait partie. Ces quantités sont liées, d'après Maxwell, par une équation différentielle de la forme

$$(1) \qquad \frac{d^n v}{dt^n} + a \frac{d^{n-1} v}{dt^{n-1}} + \ldots + mv = a' u + \ldots + m' \frac{d^{n-1} u}{dt^{n-1}}.$$

Dans l'expérience qui nous occupe, le second membre est nul et la solution est fournie par la formule

$$(2) \qquad v = A + Be^{-\beta t} + Ce^{-\gamma t} + \ldots,$$

où $\beta, \gamma, \ldots$ sont les racines d'une équation algébrique.

Soit β la plus petite de ces quantités; au bout d'un temps suffisant, tous les termes au delà du second seront négligeables et l'on aura sensiblement

$$(3) \qquad v = A + Be^{-\beta t}.$$

On pourra déterminer expérimentalement les constantes A, B, β. C'est, en effet, ce que montrent les expériences entreprises.

On trouve une formule analogue pour u quand on maintient v constant en faisant communiquer les deux faces du condensateur avec les deux pôles d'une pile constante.

L'auteur étudie ensuite les phénomènes de polarisation qu'on observe dans les voltamètres sous l'influence d'une force électromotrice trop faible pour donner lieu à un courant capable de décomposer le liquide en le traversant. Ces phénomènes lui paraissent être de même nature que ceux des condensateurs. L'expérience fournit en effet, après un temps suffisant, une équation exponentielle de la même forme, soit pendant la charge avec une pile constante, soit pendant la décharge. Dans le cas du condensateur, comme dans celui du voltamètre, la charge et la décharge se décomposeraient en deux parties, l'une brusque et instantanée, l'autre lente et progressive. Seulement, dans le condensateur, la décharge progressive, qui est ordinairement beaucoup plus faible,

est masquée par la décharge instantanée, et c'est le contraire dans un voltamètre.

D'autres expériences ont été faites avec un voltamètre disposé de façon à permettre, au moyen d'une pompe à mercure, l'extraction des gaz dissous dans le liquide et des gaz absorbés par les lames de platine. On pouvait porter les lames au rouge ; on pouvait également dissoudre certains gaz dans le liquide. On trouve dans les différents cas des équations de même forme, mais avec des coefficients variables.

Enfin des expériences ont été entreprises sur les déformations des solides par les actions mécaniques. Ces phénomènes présenteraient quelque analogie avec les précédents. Par exemple, quand une tige a été courbée pendant un certain temps par une charge qu'elle supporte et qu'on supprime cette charge, la tige perd immédiatement une partie de sa déformation, puis elle achève lentement de reprendre sa forme première. Si elle a été courbée longtemps dans un sens, ensuite un instant en sens opposé, puis abandonnée à elle-même, elle perd rapidement sa seconde courbure pour reprendre en partie la première. On peut réaliser une expérience analogue en chargeant un voltamètre successivement en deux sens opposés.

On pourra donc établir une relation générale de même forme que l'équation (1) entre la force appliquée à une masse solide et la déformation subie par ce solide à une certaine époque. Si cette force est maintenue constante, la relation se réduira, au bout d'un temps suffisant, à une équation de la forme (3), dont l'expérience pourra fournir les coefficients.

On a opéré sur une baguette de verre de $1^m,28$ de longueur et de $0^m,00832$ de diamètre, chargée en son milieu d'un poids de 400^{gr}. La déformation de cette baguette faisait tourner un miroir et amenait le déplacement d'une image obtenue par réflexion sur ce miroir. D'autres expériences furent faites sur la torsion d'un fil de verre mince et allongé, et toutes ces expériences ont pu être représentées, après un temps convenable, par des équations de la forme (3). FOUSSEREAU.

G. KIRCHHOFF. — Ueber stehende Schwingungen einer schweren Flüssigkeit (Sur les vibrations permanentes d'un liquide pesant); *Annalen der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. X, p. 36; 1880.

G. KIRCHHOFF ET G. HANSEMANN. — Versuche über stehende Schwingungen des Wassers (Expériences relatives aux vibrations permanentes de l'eau); *Annalen der Physik und Chemie*, t. X, p. 338; 1880.

Le premier Mémoire est purement théorique. M. Kirchhoff y détermine le mouvement d'un liquide qui vibre dans un vase prismatique dont deux faces sont verticales et parallèles, les deux autres formant un angle droit, dont l'arête est en bas. Dans le cas où la longueur d'onde est infiniment petite, on trouve plusieurs états de vibration. Dans l'un, la surface libre reste plane; la durée de la vibration est celle de l'oscillation d'un pendule simple qui a pour longueur la plus grande profondeur du liquide. En représentant par 1 le nombre de vibrations dans ce cas, les autres sont :

1,5243 si la surface présente deux nœuds;
1,9824 s'il y en a trois;
2,3448 pour quatre nœuds;
2,6585 pour cinq.

La place des nœuds et des ventres est de même déterminée par les calculs de M. Kirchhoff.

Pour vérifier cette théorie par l'expérience, M. Kirchhoff considère la masse de l'eau comme un pendule sur lequel agit une force amortissante (le frottement), mais qui conserve, malgré cela, un mouvement périodique, parce que son axe est porté par un second pendule (le vase) dont le mouvement est entretenu par une force particulière. Il détermine une relation entre le rapport d'amplitude des deux pendules et la durée de la vibration. Si l'on détermine par expérience les constantes qui y entrent, on peut calculer la durée de la vibration dans le cas où le premier pendule a son axe fixe et n'est pas soumis à une force amortissante.

Le vase prismatique oscille sur deux couteaux d'acier. Il est fixé à une tige verticale de laiton, convenablement lestée, et qui porte des contacts de fer doux, placés entre deux électro-aimants. Le mouvement pendulaire de cette tige est entretenu par l'attraction

des électro-aimants dans lesquels le courant d'une pile est alternativement dirigé. Le même courant, lancé à chaque vibration dans un chronographe de Siemens, permet de mesurer la durée de la vibration. Le vase porte une plaque percée d'une fente éclairée que l'on observe avec un microscope. Ses déplacements donnent l'amplitude du mouvement du vase.

On projette sur la surface libre du liquide la lumière d'une flamme qui traverse un collimateur incliné. On observe avec une lunette également inclinée les déplacements de l'image de la fente obtenue par réflexion; on a ainsi l'amplitude du mouvement du liquide. On peut de même observer la position des nœuds en déplaçant la lunette et le collimateur. Les résultats de l'expérience s'accordent pleinement avec ceux du calcul, surtout si l'on tient compte de l'effet de la capillarité sur le mouvement des ondes.

E. Gripon.

WALTHÈRE SPRING. — Recherches sur la propriété que possèdent les corps de se souder sous l'action de la pression; *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XXII, p. 170; 1881.

M. Spring a soumis différents corps pulvérulents à des pressions pouvant aller jusqu'à 10000^{atm} et a montré que beaucoup d'entre eux se soudaient complètement, de manière à constituer des masses aussi compactes que celles obtenues par fusion. Un des faits les plus intéressants qu'il ait constatés, c'est le développement de la *structure cristalline*; ce fait s'est rencontré avec des substances de natures très différentes.

Parmi les métaux, on obtient la cassure cristalline avec le bismuth sous la pression de 6000^{atm}, le zinc à 5000^{atm} et à la température de 130°. Le soufre octaédrique se soude facilement à 3000^{atm} et devient cristallin; le soufre prismatique et le soufre mou se transforment rapidement par la pression en soufre octaédrique. Le peroxyde de manganèse, à 5000^{atm}, donne un bloc noir, dont la texture cristalline est identique à celle de la *pyrolusite* naturelle; le sulfure de zinc à la même pression prend un aspect saccharoïde, comme beaucoup de variétés de *blende;* le sulfure de plomb, à 6000^{atm}, cristallise aussi et devient très analogue à la *galène;* les

cristaux développés dans le sulfure d'arsenic sont très beaux à 6000^{atm}. Il y a là une intéressante reproduction, par la pression, d'espèces minérales. Parmi les sels, l'iodure rouge de mercure donne, à 4000^{atm}, un bloc formé d'un amas de cristaux transparents.

Un mélange de soufre et de limaille de cuivre se transforme complètement en sulfure de cuivre cristallisé (Cu^2S); on voit ici la pression favoriser la combinaison, mais il est bon de remarquer, comme le fait M. Spring, qu'il y a diminution de volume par le fait de la combinaison.

Les sels cristallins se soudent avec une remarquable facilité; ils donnent alors des masses compactes translucides, transparentes à la surface ou même complètement transparentes; le fait s'est présenté avec les sels suivants : bromure et iodure de potassium, sulfate de cuivre, hyposulfite de soude, phosphate de soude. Les chlorures de potassium et de sodium, le sulfate de zinc, le carbonate de soude, le phosphate d'alumine deviennent imparfaitement transparents. On peut regretter que l'auteur n'ait pas cherché à étudier optiquement ces sels devenus transparents.

Les métaux ont d'autant plus de facilité à se souder qu'ils sont moins durs; à 5000^{atm}, le plomb fuit par toutes les fentes de l'appareil; ce fait d'*écoulement* a été antérieurement signalé par M. Tresca.

La silice n'a rien donné; elle s'incrustait dans le cylindre en acier du compresseur. L'alumine se soude en un bloc translucide avec reflet bleuâtre, qui reste tendre et ressemble beaucoup à l'halloysite, silicate d'alumine hydraté. Le carbone se comporte très différemment suivant qu'on s'adresse à du charbon de sucre pulvérisé ou à du graphite : dans le premier cas, il n'y a pas trace de soudure; dans le second, la soudure est complète à 5500^{atm}.

Un résultat intéressant au point de vue géologique est la *plasticité* de la houille, qui, à 6000^{atm}, forme un bloc solide, brillant et se moulant avec facilité et la transformation en *houille* de la *tourbe* qui, à la même pression, perd complètement la texture organique.

Parmi les autres corps organiques étudiés par M. Spring, la cire se soude naturellement avec la plus grande facilité; à 700^{atm}, elle *coule comme de l'eau*. La paraffine ne s'écoule qu'à 2000^{atm}. La

gomme arabique est plastique à 5000^{atm} et reçoit avec facilité des empreintes; le fait est bien plus marqué encore pour la cire à cacheter.

Ce travail est précédé de considérations théoriques où l'auteur rapproche ces phénomènes de soudure sous pression et de plasticité apparente des phénomènes particuliers présentés par la glace; nous renvoyons au Mémoire original pour ces développements, ainsi que pour la description des appareils employés.

H. DUFET.

M.-A. VON REISS. — Ueber die specifische Wärme der Gemische von Essigsaûre und Wasser (Chaleur spécifique des mélanges d'eau et d'acide acétique); *Annalen der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. X, p. 291; 1880.

L'auteur s'est proposé de chercher si l'on pourrait établir une relation entre les densités et les chaleurs spécifiques des liquides, analogue à celle signalée par Regnault pour les solides.

Il a pris comme type les mélanges d'eau et d'acide acétique, remarquables par la grandeur des variations de leur densité lorsqu'on modifie les proportions des éléments. Il a déterminé la chaleur spécifique de vingt mélanges différents d'eau et d'acide pur (ébullition, 117°) par la méthode de Kopp, modifiée par M. Wüllner, sauf que, pour réduire autant que possible l'espace occupé par la vapeur, le verre ordinaire est remplacé par un flacon dont le goulot capillaire est fermé par un bouchon.

Le calcul des corrections de rayonnement est fait avec l'ancienne formule de M. Wüllner; les résultats fournis par la formule corrigée ne diffèrent de ceux-ci que de quantités de l'ordre des erreurs d'expérience. Pour l'acide pur, la chaleur spécifique est 0,5118.

Dans le Tableau suivant, p est le poids d'acide pour 100 parties du mélange, c la chaleur spécifique observée, c_1 la chaleur spécifique calculée d'après celle des éléments, en prenant pour celle de l'eau 1,006. Les températures initiales du liquide sont comprises entre 60°,72 et 65°,76, celle du calorimètre entre 14°,47 et 19°,51, les températures finales entre 16°,49 et 21°,88.

p.	c.	c_1.	$\frac{c}{c_1}$.	Contraction.
93,2	0,5395	0,5455	0,989	1,0148
87,8	0,5639	0,5721	0,989	1,0218
85,0	0,5901	0,5859	1,007	1,0243
82,0	0,6171	0,6008	1,027	1,0267
77,6	0,6440	0,6226	1,034	1,0300
70,3	0,6784	0,6586	1,031	1,0320
67,0	0,6890	0,6749	1,021	1,0327
64,5	0,6977	0,6872	1,016	1,0326
62,0	0,7217	0,6999	1,032	1,0328
59,0	0,7382	0,7144	1,034	1,0326
56,0	0,7588	0,7292	1,040	1,0324
53,0	0,7708	0,7441	1,036	1,0319
50,0	0,7777	0,7588	1,025	1,0318
47,0	0,7929	0,7737	1,024	1,0301
38,0	0,8349	0,8182	1,021	1,0259
28,1	0,8854	0,8661	1,022	1,0211
19,3	0,9308	0,9106	1,022	1,0155
10,8	0,9692	0,9527	1,017	1,0093
5,4	0,9906	0,9793	1,011	1,0045
2,7	0,9998	0,9926	1,007	1,0023

Pour les mélanges qui contiennent plus de 85 pour 100 d'acide, c est un peu plus petit que c_1 ; pour les autres, c est plus grand que c_1 et passe par un maximum vers 77 pour 100, qui correspond au deuxième hydrate et au maximum de densité de ces mélanges. c est minimum pour 69,5 pour 100 : c'est le troisième hydrate. Vers 56 pour 100, au voisinage du quatrième hydrate, on constate un second maximum, puis la courbe se rapproche peu à peu d'une ligne droite. Sauf pour les deux premiers mélanges, le rapport $\frac{c}{c_1}$ correspond à la contraction du mélange calculée vers 40° et donnée dans la dernière colonne du Tableau. Les différences entre ces nombres rentrent dans les erreurs d'expérience, si ce n'est pour les deux premiers, pour le minimum correspondant au troisième hydrate et le faible maximum qui correspond au quatrième.

Contrairement à la loi établie par Regnault pour les solides, l'augmentation de densité correspond à une augmentation de la chaleur spécifique. Un fait analogue a été déjà signalé par Schüller

pour les mélanges d'eau et d'alcool; il est possible que d'autres liquides possèdent la même propriété. C. DAGUENET.

W. HALLOCK. — Ueber die Lichtgeschwindigkeit in verschiedenen Quarzflächen (Sur la vitesse de la lumière dans diverses plaques de quartz); *Annalen der Physik und Chemie*, t. XII, p. 147; 1881.

En étudiant diverses plaques de quartz par la méthode du réfractomètre à réflexion totale de Kohlrausch ([1]), M. Quincke ([2]) avait cru trouver que, selon l'ancienneté du polissage, on obtenait des valeurs notablement différentes des indices de réfraction; les différences auraient atteint jusqu'à deux unités du second ordre.

Des recherches entreprises par l'auteur, sur la demande de M. Kohlrausch, démontrent que ces variations n'atteignent pas une unité du troisième ordre décimal et sont à peine supérieures aux erreurs possibles d'observation. J. MACÉ DE LÉPINAY.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXII. — Avril 1881.

M. BERTHELOT. — *Observations sur la densité de vapeur de l'iode*, p. 456.

A. BERTIN. — *Étude sur les miroirs magiques*, p. 472.

A. CROVA. — *Étude des aberrations des prismes et de leur influence sur les observations spectroscopiques*, p. 513.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XI. — Mai 1881.

O. REYNOLDS. — *Quelques propriétés de la matière à l'état gazeux*, p. 335.

([1]) *Festschrift der naturforschenden Gesellschaft zu Halle*, 1879.

([2]) *Journal de Physique*, t. VII, p. 289.

ALDER WRIGHT. — *Détermination de l'affinité chimique en fonction de la force électromotrice*, p. 348.

R.-T. GLAZEBROOK. — *Méthode pour comparer les capacités électriques de deux condensateurs*, p. 370.

E.-H. COOK. — *Terme qui convient pour exprimer le changement de la chaleur rayonnante en son et en lumière*, p. 377.

W.-R. BROWNE. — *Sur l'action à distance*, p. 379.

JOHNSTONE STONEY. — *Unités physiques de la nature*, p. 381.

S. TOLVER PRESTON. — *Importance d'expériences en relation avec la théorie mécanique de la gravitation*, p. 391.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome XIII. — N° 5. — Année 1881.

L. MEYER et O. SCHUMANN. — *Sur la transpiration des vapeurs*, p. 1.

K. STRECKER. — *Chaleur spécifique du chlore, des vapeurs de brome et d'iode*, p. 20.

F. NIES et A. WINKELMANN. — *Changement de volume de quelques métaux par la fusion*, p. 43.

C. v. THAN. — *Recherches thermochimiques*, p. 84.

A. WÜLLNER. — *Sur le prétendu échauffement de la glace*, p. 105.

A. KUNDT. — *Double réfraction de la lumière dans les liquides visqueux en mouvement*, p. 110.

G. FRÖHLICH. — *Nouvelle modification de la lumière par la réflexion sur des réseaux métalliques très fins*, p. 133.

L. SOHNCKE. — *Appareil pour l'observation des anneaux de Newton*, p. 139.

E. WARBURG. — *Recherches magnétiques*, p. 141.

H. HERWIG. — *Variation de capacité des condensateurs à isolant solide*, p. 164.

N. UMOW. — *Démonstration de la loi de l'induction électrodynamique*, p. 185.

E. RIECKE. — *Mouvement d'une particule électrique dans un champ magnétique homogène; lueur électrique négative*, p. 191.

E. RIECKE. — *Mesure de la force exercée par le magnétisme terrestre sur un conducteur linéaire mobile*, p. 194.

H. MASCHKE. — *Appareil d'Acoustique pour les Cours publics*, p. 204.

W. HOLTZ. — *L'électricité pénètre-t-elle dans la masse des isolants pendant la charge?* p. 207.

E. BUDDE. — *Note sur une ancienne cloche à plongeur*, p. 208.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LA CAPACITÉ DE POLARISATION VOLTAIQUE;

Par M. RENÉ BLONDLOT,

OBJET DU TRAVAIL. — HISTORIQUE.

L'étude expérimentale des phénomènes de polarisation voltaïque a porté jusqu'ici presque exclusivement sur les points suivants : déterminer la force électromotrice acquise par le système de deux électrodes ayant servi à effectuer l'électrolyse d'un composé chimique; étudier les variations de cette force électromotrice lorsqu'on change la nature des électrodes, celle de l'électrolyte, la densité du courant, la température, etc., en un mot les conditions dans lesquelles a eu lieu l'électrolyse.

A côté de ces phénomènes, soigneusement décrits dans les auteurs, il existe une autre classe de faits intéressants, jusqu'ici peu étudiés; c'est à ces faits que se rattache l'importante question que je me suis efforcé d'élucider et dont je vais d'abord poser les termes.

Lorsqu'un voltamètre est mis en relation avec une pile constante dont la force électromotrice est très faible (quelques centièmes de volt), il ne se produit aucun dégagement de gaz, et le courant qui a pris naissance lors de la fermeture du circuit s'affaiblit et disparaît sensiblement au bout d'un temps très court. Ce phénomène est dû à la polarisation des électrodes; chacune d'elles acquiert, par le fait du passage de l'électricité, des propriétés nouvelles, en vertu desquelles le voltamètre est transformé en un véritable électromoteur opposé à la pile. La force électromotrice rapidement croissante du voltamètre atteint presque aussitôt celle de la pile, et à ce moment le courant est sensiblement arrêté.

Ainsi, pour polariser un voltamètre de façon à donner une force électromotrice déterminée, il faut une certaine quantité d'électricité, qui est rendue si l'on ferme le voltamètre sur lui-même par un circuit métallique. L'objet du présent travail est de *mesurer la plus petite quantité d'électricité nécessaire pour communiquer, par polarisation, à une électrode une force électromotrice déterminée,*

et, ultérieurement, de rechercher les lois qui lient les valeurs numériques de cette charge électrique à celle de la force électromotrice qu'elle a produite.

J'exposerai d'abord l'historique de la question.

Le point de départ des recherches qui ont été tentées jusqu'ici sur le sujet qui nous occupe est l'analogie entre une surface polarisée et un condensateur électrique, tel que le carreau de Franklin ou la bouteille de Leyde. Au point de vue descriptif, l'analogie des propriétés est évidente : pour charger un condensateur de façon à établir une différence de potentiel déterminée entre ses armatures, il faut une certaine quantité d'électricité, dont l'introduction se traduit par un courant de charge; le retour à l'état neutre produit de même un courant de décharge, égal en quantité au premier. Les particularités les plus minutieuses de la décharge des condensateurs se retrouvent dans celle d'un voltamètre polarisé. Je citerai Clerk Maxwell (1) : « Si, dit-il, après que les électrodes ont été réunies pendant un temps suffisant pour produire une décharge en apparence complète, de telle façon que le courant ait disparu entièrement, on les sépare pour un temps, et qu'on vienne à les réunir, on obtient une seconde décharge dans la même direction que la première; c'est ce qu'on appelle la *décharge résiduelle*, et c'est un phénomène présenté par la bouteille de Leyde aussi bien que par la pile secondaire. » On sait aussi que M. Bernstein a pu constater des oscillations électriques lors de la décharge d'un voltamètre, absolument comme dans celle d'un condensateur.

Une analogie de propriétés si complète et si frappante se poursuit-elle au point de vue quantitatif? On sait que, pour un condensateur donné, la lame isolante étant du reste constituée par de l'air ou un diélectrique quelconque, la différence de potentiel des armatures est proportionnelle à la charge de l'une d'elles, de telle sorte qu'on peut écrire, en appelant q la charge de l'armature positive, e la différence de potentiel entre les armatures et C une constante à laquelle on a donné le nom de *capacité*,

$$q = Ce.$$

Cette proposition, prévue par la théorie, se vérifie entièrement par

(1) *A Treatise on electricity and magnetism*, vol. I.

l'expérience dans le cas d'un condensateur. Il était intéressant de savoir si la *capacité* d'une surface polarisée est constante.

Le premier travail institué dans le but de résoudre la question est dû à M. C.-F. Varley et a été présenté à la Société royale de Londres en 1871, par sir William Thomson ([1]). Voici la méthode employée par M. Varley. Un voltamètre est mis en relation pendant un certain temps avec une source d'électricité possédant une force électromotrice connue; on le décharge aussitôt en le fermant sur lui-même au moyen d'un circuit métallique comprenant un galvanomètre : la quantité d'électricité qui s'écoule est mesurée par l'impulsion de l'aiguille, et l'on a ainsi, d'une part la force électromotrice du voltamètre, puisqu'elle fait équilibre à celle de la source, d'autre part la charge, mesurée par la déviation du galvanomètre. Le rapport de la charge à la force électromotrice donne la capacité.

Cette méthode est une de celles que l'on emploie pour mesurer la capacité des condensateurs; seulement, ici, la charge, au lieu d'être instantanée, a duré de dix à trente secondes.

Les résultats des expériences de M. Varley forment deux Tableaux; d'après le premier, la force électromotrice variant de $0^d,02$ à $1^d,6$, la capacité aurait varié de 1 à 3,5; d'après le second, de 1 à 3,10; ce n'est que jusqu'à $0^d,08$ qu'elle pourrait être considérée comme constante. Au contraire, un condensateur observé parallèlement a montré une exacte proportionnalité entre la charge et la force électromotrice.

M. Varley termine ainsi son Mémoire : « Les valeurs des Tableaux ne sont qu'approximativement vraies. Il y a dans ce genre d'expériences une difficulté considérable, qui provient de ce que la décharge n'est pas sensiblement instantanée et de ce que l'absorption est très grande. » Cette phrase résume très bien la difficulté de la question. On sait en effet qu'une lame polarisée se dépolarise d'elle-même avec le temps, c'est-à-dire que la différence électrique entre le métal et le liquide environnant tend à reprendre sa valeur normale. Cette dépolarisation spontanée augmente la charge apparente,

---

([1]) *Polarization of metallic surfaces in aqueous solutions, etc.*, by CROMWELL FLEETWOOD VARLEY. Communicated by sir W. Thomson, F. R. S. Received october 1870, read january 1871.



puisque celle-ci doit subvenir à la déperdition de force électromotrice pendant toute la durée de la charge (dix ou trente secondes). Le courant de décharge se trouve de même modifié, car un phénomène tenant à la même cause que la déperdition, mais inverse de celle-ci, fait que l'électrode ne restitue sa charge que progressivement.

La méthode de M. Varley est donc, d'après l'appréciation de son auteur lui-même, entachée de causes d'inexactitude, et les résultats obtenus ne doivent pas être regardés comme définitifs. De plus, la capacité mesurée est celle du voltamètre dans son ensemble, et la part de chacune des électrodes n'a pu être faite.

MM. Kohlrausch et Nippoldt ont publié, en 1869 et 1872 (¹), un travail dont l'objet principal est l'étude de la résistance galvanique des liquides; la question de la capacité de polarisation y trouve place incidemment, à l'occasion du problème suivant: *Un voltamètre étant intercalé dans le circuit d'une machine magnéto-électrique, en même temps qu'un électrodynamomètre, trouver les relations qui existent entre la déviation de ce dernier et les constantes des trois appareils.*

Si l'on admet que la force électromotrice de polarisation est proportionnelle à la quantité d'électricité qui a traversé le voltamètre, on pose facilement une équation différentielle dont l'intégration donne la relation cherchée. M. Kohlrausch a trouvé une concordance suffisante entre les nombres du calcul et de l'expérience tant que la force électromotrice de polarisation a été inférieure à $0^{d},6$; il a donné, de plus, la mesure en unités absolues de la capacité entre les limites précédentes.

On voit que ces résultats ont été obtenus à l'aide d'une méthode extrêmement détournée, en se servant de l'électrodynamomètre, instrument toujours peu sensible; la polarisation du voltamètre n'y entre qu'en bloc, sans que chacune des électrodes ait pu être traitée en particulier; il n'a pas été tenu compte, dans le calcul, de la dissipation spontanée de la polarisation, laquelle peut influer sur les phénomènes; enfin, la méthode en question ne permet pas d'étu-

(¹) F. Kohlrausch und H. Nippoldt, *Pogg. Ann.*, Bd. CXXXVIII, p. 282; 1869. — F. Kohlrausch, *Nachr. d. K. Gött. Gesellschaft*, 25 sept. 1872, S. 453, et *Pogg. Ann.*, Bd. CXLVIII, S. 143 (1873).

dier la capacité correspondant à des forces électromotrices pour lesquelles elle ne serait pas constante. Nous remarquerons le désaccord qui existe entre MM. Varley et Kohlrausch : M. Varley admet la constance de la capacité jusqu'à $0^d,08$ seulement, et M. Kohlrausch jusqu'à $0^d,6$, c'est-à-dire entre des limites près de dix fois plus éloignées.

Après le travail de M. Kohlrausch, nous trouvons dans les *Annales de Wiedemann* ([1]) un Mémoire de M. Herwig, publié en décembre 1877 et intitulé *Sur la signification de la polarisation relativement aux propriétés électriques des liquides*. Une erreur mathématique qui se trouve au début même du Mémoire enlève malheureusement à celui-ci son intérêt. M. Herwig prend pour point de départ la constance de la capacité de polarisation c; il pose une équation différentielle qu'il peut intégrer, uniquement dans la supposition que c est constant : or l'expérience montre que c est variable. M. Herwig se sert néanmoins de l'équation intégrée pour déterminer les valeurs de c. Il y a là une faute de logique qui nous dispense de pousser plus loin l'analyse du travail de M. Herwig. Je renverrai d'ailleurs à un Mémoire de M. Colley, publié en 1879 dans les *Annales de Wiedemann* et intitulé *Sur la polarisation dans les électrolytes* ([2]). Le jugement porté par M. Colley sur le Mémoire de M. Herwig se résume dans cette phrase, que je cite textuellement : « Il déterminait la capacité par la mesure d'une grandeur indépendante de la capacité ([3]). »

A la fin du Mémoire même que nous venons de citer, M. Colley rend compte des mesures qu'il a effectuées personnellement, relativement à la capacité de polarisation ([4]). Il prend pour point de départ : 1° la supposition que le courant de charge peut être considéré comme instantané ; 2° une hypothèse sur le décroissement continu du courant de convection (il appelle ainsi, avec MM. Helmholtz et Herwig, le courant dû à la dépolarisation spontanée), à savoir que le courant de convection diminue dans les

---

([1]) H. Herwig, *Ueber die Bedeutung der Polarisation für das electr. Verhalten der Flüssigkeiten* (*Wiedemann's Annalen*, 1877, n° 12, S. 566).

([2]) R. Colley, *Ueber die Polarisation in Electrolyten* (*Wiedemann's Annalen*, 1879, n° 6, S. 206).

([3]) *Loco citato*, S. 206.

([4]) *Ibid.*

premiers moments en progression géométrique ; 3° la supposition implicite que la capacité est constante, c'est-à-dire qu'on a en vue la capacité moyenne dans l'intervalle de force électromotrice considéré ; 4° M. Colley admet enfin que le courant de convection n'exerce aucune influence sensible sur l'électrodynamomètre (les indications de l'électrodynamomètre étant proportionnelles aux carrés des intensités, si celles-ci sont très-petites, leurs carrés seraient négligeables). Le problème traité par M. Colley est le suivant : étant donné un Daniell, un voltamètre et un galvanomètre (ou un électrodynamomètre) sur un même circuit, calculer la première impulsion du galvanomètre (ou de l'électrodynamomètre) lorsqu'on ferme le circuit. Les hypothèses énoncées plus haut permettent d'écrire des équations (¹) qui donnent les premières impulsions des deux instruments en fonction : 1° de la capacité inconnue c; 2° de la résistance inconnue r du voltamètre; 3° d'une quantité θ_0 se rapportant au courant de convection. A l'aide de la seconde de ses hypothèses, M. Colley détermine approximativement θ_0 par quatre expériences faites à part avec le galvanomètre. Chacune des impulsions initiales étant ensuite déterminée par l'expérience, il reste deux équations qui permettent d'éliminer r. Dans une autre série d'expériences, M. Colley a rendu r négligeable et c très grand : de cette façon on a deux équations devant donner la même valeur de c.

Le degré de certitude des résultats dépend de celui des suppositions qui servent de base à la méthode. La seconde d'entre elles est certainement inexacte : d'après son énoncé, le courant de convection partirait d'une valeur finie pour $t = 0$ (²) et diminuerait ensuite graduellement. Or M. Colley dit lui-même (³) : « Le courant de convection est proportionnel à la différence de potentiel... » Il suit de là, quand bien même la proportionnalité ne serait pas rigoureuse, que ce courant part de zéro pour $t = 0$ et croît ensuite à mesure que la polarisation se produit (⁴). Par con-

(¹) Désignées dans le Mémoire sous les nos 34 et 35.

(²) *Voir* la *fig.* 6, *Pl. II*, du Volume VII des *Annales de Wiedemann*.

(³) P. 216.

(⁴) Le décroissement qui succède au bout d'un temps très long provient d'un phénomène consécutif à la polarisation.

séquent, la valeur de θ_0, calculée comme il a été rapporté, est erronée. Je passerai sur l'hypothèse de la constance de *c*, parce que, bien que M. Colley s'en soit servi dans ses calculs, ses équations peuvent être établies d'une façon tout à fait indépendante par la considération de l'énergie. Nous accorderons également la quatrième proposition, comme une approximation.

On voit par là que, puisque d'une part, dans l'observation de l'électrodynamomètre, on néglige systématiquement la convection et que d'autre part la correction apportée à la déviation du galvanomètre est fausse, cela revient à ne tenir aucun compte de la convection dans aucune des observations. Or, une telle méthode ne peut conduire qu'à des résultats inexacts et à une valeur beaucoup trop grande de la capacité, attendu que, pour la force électromotrice de 1 daniell, la convection est énorme et que cette convection dure pendant tout le temps de la demi-oscillation du galvanomètre, temps considérable relativement à celui de la charge. Les causes d'erreur sont ici les mêmes que dans les expériences de M. Varley.

Récemment (1879), dans un travail ayant pour titre *Sur l'emploi du téléphone pour les mesures électriques et galvaniques* (1), M. V. Wietlisbach a été amené, comme M. Kohlrausch, à l'occasion de mesures sur la résistance des liquides, à étudier la capacité de polarisation. Prenant pour point de départ la constance de la capacité, il fait le calcul relatif au pont de Wheatstone dans le cas où le courant consiste en vibrations sinusoïdales et où les différentes branches des conducteurs contiennent des forces électromotrices résultant, soit de la présence de résistances liquides capables de polariser les électrodes, soit de celles de bobines s'induisant elles-mêmes par les variations du courant. Le pont contient, au lieu du galvanomètre, un téléphone qui doit être réduit au silence.

Dans un cas spécial, le calcul permet de déduire de l'observation la capacité de polarisation, supposée constante; l'auteur donne une mesure effectuée de cette manière.

(1) *Ueber Anwendung des Telephons zu electrischen und galvanischen Messungen*; Inaugural-Dissertation. Zurich, 1879. Ce travail a été analysé par moi dans le *Journal de Physique*, t. IX, p. 97.

On peut appliquer à la méthode de M. Wietlisbach, presque identique avec celle de M. Kohlrausch, les mêmes critiques qu'à celle-ci, sauf ce qui a rapport à l'électrodynamomètre : on peut surtout lui reprocher d'être basée sur des hypothèses, de ne tenir aucun compte de la déperdition, d'être détournée et restreinte dans ses applications. Le Mémoire de M. Wietlisbach renferme d'ailleurs des développements intéressants sur les idées émises par Cl. Maxwell et M. Helmholtz relativement à la polarisation.

(*A suivre.*)

ÉQUATIONS FONDAMENTALES DU MAGNÉTISME INDUIT, D'APRÈS MAXWELL;

PAR M. E. BOUTY [1].

I. Considérons un très petit aimant AB dont les deux pôles A et B contiennent des quantités de magnétisme égales à m et sont séparés par une distance a. Le potentiel produit par cet aimant en un point P dont les distances à ses deux pôles sont r et r' est

$$V = m\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'}\right) = m\,\frac{r' - r}{rr'}.$$

Soit ε l'angle de la droite OP, qui joint le milieu de l'aimant au point P, avec la direction BA de l'axe magnétique; on a à la limite

$$r' - r = a\cos\varepsilon,$$

$$V = \frac{ma\cos\varepsilon}{r^2},$$

ou, en désignant par M le moment magnétique ma,

$$V = \frac{M}{r^2}\cos\varepsilon.$$

---

(1) Pour faciliter au lecteur l'intelligence du Mémoire original de M. Greenhill, nous avons cru devoir le faire précéder de la démonstration des théorèmes fondamentaux du magnétisme induit. Nous empruntons les démonstrations à Maxwell, dont M. Greenhill adopte les notations.

II. Considérons un solide C aimanté dans toute sa masse. Chacun des éléments de volume dans lesquels on peut le décomposer peut être considéré comme un aimant dont le moment magnétique M est proportionnel au volume $dx\,dy\,dz$ de l'élément, mais varie d'ailleurs d'une manière continue en grandeur et en direction avec les coordonnées x, y, z du point O, centre de gravité de l'élément. On a donc, en désignant par I une fonction convenable de x, y, z,

$$M = I\,dx\,dy\,dz.$$

I est le moment magnétique rapporté à l'unité de volume, ou l'*intensité de l'aimantation* au point O.

Le moment magnétique M et par conséquent l'intensité I de l'aimantation peuvent être décomposés suivant trois axes de coordonnées; désignons par λ, μ, ν les cosinus des angles de la direction du moment magnétique avec les axes, par A, B, C les composantes de l'intensité I; on a

$$A = I\lambda, \quad B = I\mu, \quad C = I\nu,$$

et λ, μ, ν sont des fonctions continues des coordonnées x, y, z du point O.

Nous nous proposons de former le potentiel V au point P, provenant de l'aimantation du solide C. L'élément dV, fourni au potentiel par le volume $dx\,dy\,dz$, est

$$\delta V = \frac{I}{r^2}\cos\varepsilon\,dx\,dy\,dz.$$

Soient ξ, η, ζ les coordonnées du point P :

$$r\cos\varepsilon = \lambda(\xi - x) + \mu(\eta - y) + \nu(\zeta - z),$$

$$\delta V = [A(\xi - x) + B(\eta - y) + C(\zeta - z)]\,\frac{1}{r^3}\,dx\,dy\,dz.$$

Cette expression doit être intégrée en étendant les limites de l'intégration au volume entier du corps :

$$(1)\quad V = \int\!\!\int\!\!\int [A(\xi - x) + B(\eta - y) + C(\zeta - z)]\,\frac{1}{r^3}\,dx\,dy\,dz.$$



L'intégration par parties donne

$$(2)\quad \begin{cases} V = \int\int A\frac{1}{r}dy\,dz + \int\int B\frac{1}{r}dz\,dx + \int\int C\frac{1}{r}dx\,dy \\ \qquad - \int\int\int \frac{1}{r}\left(\frac{dA}{dx} + \frac{dB}{dy} + \frac{dC}{dz}\right)dx\,dy\,dz. \end{cases}$$

Les trois premières intégrales doivent être étendues à la surface entière, la dernière au volume entier du corps.

Soient l, m, n les cosinus des angles que fait avec les axes la direction extérieure de la normale à la surface; la projection d'un élément de surface dS sur le plan des yz est $l\,dS$, mais elle a aussi pour expression $dy\,dz$; on a donc

$$l\,dS = dy\,dz,\quad m\,dS = dz\,dx,\quad n\,dS = dx\,dy,$$

$$(3)\quad \begin{cases} \int\int A\frac{1}{r}dy\,dz + \int\int B\frac{1}{r}dz\,dx \\ \qquad + \int\int C\frac{1}{r}dx\,dy = \int\int (Al + Bm + Cn)\frac{1}{r}dS. \end{cases}$$

Posons

$$(4)\qquad \sigma = Al + Bm + Cn,$$

$$(5)\qquad \rho = -\left(\frac{dA}{dx} + \frac{dB}{dy} + \frac{dC}{dz}\right).$$

L'équation (2) devient, d'après (3), (4) et (5),

$$(6)\qquad V = \int\int \frac{\sigma}{r}dS + \int\int\int \frac{\rho}{r}dx\,dy\,dz.$$

La valeur (6) de V est identique à celle que l'on obtiendrait en supposant que ce potentiel provient d'une double distribution magnétique, l'une *superficielle,* de densité σ, l'autre *solide* (c'est-à-dire étendue à toute la masse), de densité ρ. On peut donc, au point de vue analytique, substituer à une distribution réelle quelconque de l'aimantation cette double distribution fictive : l'expression du potentiel, et par conséquent celle de la force exercée par l'aimant en un point quelconque extérieur à sa masse, demeure la même.

III. La force provenant du magnétisme de C en tout point ex-

térieur à l'aimant a pour composantes

$$(7) \qquad \alpha = -\frac{dV}{dx}, \quad \beta = -\frac{dV}{dy}, \quad \gamma = -\frac{dV}{dz}.$$

Pour déterminer la force en un point intérieur à l'aimant, nous imaginerons qu'on creuse autour de ce point une cavité de très petite dimension, à l'intérieur de laquelle nous supposerons placé un pôle magnétique égal à l'unité. La force agissant sur ce pôle dépendra en général de la forme de la cavité et de la direction de l'aimantation au point considéré. Il est donc nécessaire d'indiquer la forme et la position que l'on attribue à cette cavité; cela fait, la force à laquelle est soumis le pôle unité peut être déterminée comme s'il était extérieur à l'aimant.

Considérons d'abord une portion d'un aimant dans lequel nous supposerons l'aimantation uniforme dans une certaine région autour du point P, d'où il résulte, d'après l'équation (5), que la densité ρ de la distribution solide de magnétisme y est nulle; creusons dans cette région une cavité cylindrique, dont l'axe, passant par le point P, est dirigé dans le sens de l'aimantation, et terminée par deux bases planes normales à l'axe. Les parois latérales du cylindre ne portent aucune distribution magnétique, puisque son axe est dirigé suivant l'aimantation; quant aux bases, elles sont revêtues de quantités de magnétisme égales et contraires dont la densité superficielle est I pour l'extrémité négative du petit aimant enlevé, — I pour l'extrémité positive. L'action R de ces deux bases s'ajoute à l'action générale du magnétisme libre de l'aimant; nous devrons en tenir compte.

Prenons en second lieu une portion d'aimant dans laquelle l'aimantation n'est pas uniforme autour du point P. Nous supposerons alors le cylindre assez petit pour que la distribution solide que nous enlevons avec lui soit uniforme. Mais, puisque, dans des solides semblables, la force exercée en un point donné P, par une distribution uniforme de matière attirant ou repoussant d'après la loi de Newton, varie proportionnellement aux dimensions linéaires, l'altération de la force exercée sur le pôle unité par l'ablation de la distribution solide portée par le cylindre tendra vers zéro avec les dimensions de la cavité : on n'aura donc pas à en

tenir compte, pourvu que les dimensions de la cavité soient infiniment petites.

D'une manière tout à fait générale, la force à l'intérieur d'une telle cavité se compose donc : 1° de la force dont les composantes sont

$$-\frac{dV}{dx}, \quad -\frac{dV}{dy}, \quad -\frac{dV}{dz};$$

2° de la force R provenant des distributions portées par les deux bases de la cavité cylindrique infiniment petite et dont les composantes sont proportionnelles à celles de l'aimantation.

Nous sommes encore libres de faire tendre vers zéro le volume du cylindre en assignant au rayon de sa base a et à sa demi-longueur l tel rapport que nous voudrons.

En premier lieu, supposons le rapport $\frac{a}{b}$ négligeable. La quantité de la distribution portée par l'extrémité négative du cylindre est $\pi a^2 I$; la force exercée à une distance b sur le pôle unité est sensiblement $\pi \frac{a^2}{b^2} I$ et tend vers o avec $\frac{a}{b}$. Dans ce cas, la force R est négligeable et les composantes de l'action résultante au point P sont

$$\alpha = -\frac{dV}{dx}, \quad \beta = -\frac{dV}{dy}, \quad \gamma = -\frac{dV}{dz}.$$

Nous appellerons conventionnellement α, β, γ les composantes de la *force magnétique* à l'intérieur de l'aimant.

En second lieu, supposons le rapport $\frac{b}{a}$ négligeable. Le point P se trouve placé entre deux disques plans très voisins sur lesquels la densité du magnétisme libre est égale à $+I$ et à $-I$. Nous nous proposons de trouver la force exercée au centre de la cavité quand le volume de celle-ci tend vers zéro.

Le rapport $\frac{a}{b}$ étant supposé infini, nous avons à considérer la force exercée sur un point P placé entre deux plans parallèles A et B indéfinis et portant des distributions homogènes de magnétisme libre égales et contraires. Le potentiel n'est fonction que de la distance z du point P au plan A et l'équation de Laplace se ré-

duit à

$$\frac{d^2V}{dz^2} = 0,$$

d'où

$$\frac{dV}{dz} = \text{const.};$$

la force est invariable quelle que soit la position du point sur une normale aux deux plans : il suffit de savoir la calculer pour une position particulière du point P. Mais en un point infiniment voisin du plan A, sur lequel la densité du magnétisme est $+\text{I}$, la force a pour expression

$$\text{R} = -\frac{dV}{dz} = 4\pi\text{I};$$

au centre de la cavité, la force conserve la même valeur.

Ainsi, dans ce deuxième cas, la force R est dirigée dans le sens de l'aimantation et égale à $4\pi\text{I}$; ses composantes sont $4\pi\text{A}$, $4\pi\text{B}$, $4\pi\text{C}$; les composantes de la force résultante sont elles-mêmes

$$(8) \qquad \begin{cases} a = \alpha + 4\pi\text{A}, \\ b = \beta + 4\pi\text{B}, \\ c = \gamma + 4\pi\text{C}. \end{cases}$$

Nous appellerons la force résultante au centre d'une cavité en forme de disque plat l'*induction magnétique* au point P.

IV. Considérons un aimant très étroit par rapport à ses dimensions longitudinales; l'intensité moyenne de l'aimantation dans une section transversale, multipliée par la section, peut être appelée la *puissance de l'aimant* dans cette section. Un filament de matière magnétique aimanté de telle sorte que sa puissance soit la même dans toutes les sections s'appelle un *solénoïde magnétique*.

Soient m la puissance du solénoïde, dl un élément de longueur, r la distance de cet élément à un point P, ε l'angle de r avec l'axe du solénoïde; l'élément de potentiel en P fourni par l'élément de solénoïde est

$$dV = \frac{m\,ds\cos\varepsilon}{r^2} = \frac{m}{r^2}\frac{dr}{dl}dl.$$

Intégrant depuis r_1 jusqu'à r_2, on a

$$V = m\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right).$$

Cette expression ne dépend que de la puissance du solénoïde et des distances de ses extrémités au point considéré : elle est indépendante de sa forme. Si l'axe d'un solénoïde est une courbe fermée, ce solénoïde est sans influence sur le potentiel en tout point extérieur, et par conséquent sur la force exercée.

Lorsqu'un aimant peut être divisé en solénoïdes soit fermés, soit se terminant à la surface de l'aimant, on dit que l'aimantation est *solénoïdale*, et l'aimant peut être remplacé par une distribution de magnétisme libre entièrement superficielle. D'après l'équation (5), on doit avoir dans ce cas

$$(9) \qquad \begin{cases} \rho = 0, \\ \dfrac{dA}{dx} + \dfrac{dB}{dy} + \dfrac{dC}{dz} = 0. \end{cases}$$

V. Une couche mince de matière magnétique aimantée transversalement, de telle sorte que le produit de son épaisseur par l'intensité de son aimantation est constant, s'appelle une *lame magnétique;* le produit constant Φ est désigné sous le nom de *puissance de la lame*.

Soient dS un élément de surface de la lame, r sa distance au point P, ε l'angle de r avec la normale à la lame; l'élément fourni au potentiel V par l'élément dS de la lame est

$$dV = \Phi \frac{1}{r^2} dS \cos\varepsilon.$$

Mais en désignant par ω l'angle sous-tendu par dS au point P :

$$r^2 d\omega = dS \cos\varepsilon,$$

d'où

$$dV = \Phi\, d\omega,$$

$$(10) \qquad V = \Phi\omega.$$

Une lame magnétique fermée sous-tend un angle solide nul en tout point extérieur à la lame et, par suite, fournit un élément

nul au potentiel; elle sous-tend un angle égal à 4π et fournit un élément égal à $4\pi\Phi$ au potentiel en tout point intérieur. Elle ne fournit pas d'élément à la dérivée du potentiel : son action en tout point, soit extérieur à la lame ou enveloppé par elle, est donc nulle.

Quand un aimant peut être divisé en lames magnétiques fermées ou ayant leurs bords sur la surface de l'aimant, l'aimantation est dite *lamellaire*. En désignant par φ la somme des puissances de toutes les lames traversées par un point mobile en passant d'un point donné au point (x, y, z), la dernière lame traversée donne aux trois composantes de φ un accroissement qui, d'après la définition des lames magnétiques, est

$$(11) \qquad \frac{d\varphi}{dx} = \text{A}, \quad \frac{d\varphi}{dy} = \text{B}, \quad \frac{d\varphi}{dz} = \text{C}.$$

La quantité φ ainsi définie est la même quel que soit le chemin suivi par le point mobile. Nous la désignerons sous le nom de potentiel de l'aimantation : elle doit être soigneusement distinguée du *potentiel magnétique*.

VI. Pour déterminer la distribution du magnétisme induit dans une masse de fer doux sous l'influence de forces extérieures données, on admet, d'après Poisson, que l'aimantation d'une particule magnétique située en un point quelconque P ne dépend que de la force H à laquelle elle est actuellement soumise. Celle-ci résulte en partie des forces magnétiques extérieures, en partie des forces exercées en P par la masse de fer doux aimantée.

L'intensité de l'aimantation au point P est dans la direction de la force résultante H et l'on admet, dans la théorie du magnétisme que nous exposons, qu'elle est proportionnelle à la grandeur de cette force, ce qui n'est pas rigoureusement verifié par l'expérience. Soit k le coefficient de proportionnalité; nous l'appellerons *coefficient d'induction magnétique*.

Les deux parties de la force H ont l'une et l'autre un potentiel. Soient U le potentiel total, V le potentiel des forces extérieures, Ω le potentiel du magnétisme induit :

$$(12) \qquad \text{U} = \text{V} + \Omega.$$

Les composantes α, β, γ de la force résultante H sont

$$(13) \qquad \alpha = -\frac{dU}{dx}, \quad \beta = -\frac{dU}{dy}, \quad \gamma = -\frac{dU}{dz};$$

elles sont liées aux composantes A, B, C de l'aimantation par les relations

$$(14) \qquad \begin{cases} A = k\alpha = -\dfrac{d(kU)}{dx}, \\ B = k\beta = -\dfrac{d(kU)}{dy}, \\ C = k\gamma = -\dfrac{d(kU)}{dz}, \end{cases}$$

dans lesquelles k représente le coefficient d'induction magnétique. En posant

$$(15) \qquad \varphi = -kU,$$

$$(16) \qquad \begin{cases} A = \dfrac{d\varphi}{dx}, \\ B = \dfrac{d\varphi}{dy}, \\ C = \dfrac{d\varphi}{dz}. \end{cases}$$

Les équations (16) expriment qu'il y a un *potentiel de l'aimantation*, et que, par suite, l'aimantation est *lamellaire*.

D'après l'équation (5), la densité ρ du magnétisme libre à l'intérieur de l'aimant a pour expression générale

$$\rho = -\left(\frac{dA}{dx} + \frac{dB}{dy} + \frac{dC}{dz}\right) = -k\left(\frac{d\alpha}{dx} + \frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz}\right).$$

Or l'équation de Laplace appliquée au potentiel U, dont α, β, γ sont les dérivées premières changées de signe, donne

$$\frac{d\alpha}{dx} + \frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz} = 4\pi\rho;$$

donc

$$(1 + 4\pi k)\rho = 0,$$
$$\rho = 0.$$

Cette dernière équation, identique à l'équation (9), exprime que

la distribution du magnétisme dans l'aimant est *solénoïdale*. Il n'y a de magnétisme libre qu'à la surface de l'aimant.

VII. Soit ν la normale menée en un point de la surface de l'aimant et dirigée vers l'intérieur. Les composantes de la densité superficielle σ suivant les trois axes sont A, B, C, c'est-à-dire que, d'après les équations (16),

$$\sigma = -\frac{d\varphi}{d\nu}. \tag{17}$$

Le potentiel Ω dû à cette aimantation (équation 6) est représenté par

$$\Omega = \int\int \frac{\sigma}{r} dS. \tag{18}$$

La valeur Ω est partout finie et continue, et obéit à l'équation de Laplace aussi bien à l'intérieur de l'aimant qu'à l'extérieur.

Distinguons par un accent la valeur de Ω en dehors de l'aimant, et désignons par ν' la normale dirigée vers l'extérieur de la surface; on doit avoir à la surface même de l'aimant

$$\Omega = \Omega',$$

et, d'après un théorème connu,

$$\frac{d\Omega}{d\nu} + \frac{d\Omega'}{d\nu'} = -4\pi\sigma = 4\pi\frac{d\varphi}{d\nu} = -4\pi k\frac{dV}{d\nu} = -4\pi k\left(\frac{dV}{d\nu} + \frac{d\Omega}{d\nu}\right),$$

d'après les équations (17), (15) et (12), ou encore

$$(1 + 4\pi k)\frac{d\Omega}{d\nu} + \frac{d\Omega'}{d\nu'} + 4\pi k\frac{dV}{d\nu} = 0. \tag{19}$$

Posons

$$\mu = 1 + 4\pi k, \tag{20}$$

et supposons, pour plus de généralité, que le milieu extérieur est lui-même magnétique et que le coefficient d'induction qui le caractérise est k', d'où

$$\mu' = 1 + 4\pi k'.$$

Les quantités μ et μ' s'appellent *capacités inductives magnétiques*



de l'aimant et du milieu. Cette dernière est égale à 1 quand le milieu est de l'air.

L'équation (19) se transforme par l'introduction des coefficient μ et μ' et peut s'écrire

$$\mu \frac{dU}{d\nu} + \mu' \frac{dU'}{d\nu'} = 0. \tag{21}$$

Cette équation ne diffère de l'équation (19) que par l'introduction de la somme $\frac{dU}{d\nu} + \frac{dV}{d\nu'}$, identiquement nulle et par l'introduction des termes $+ 4\pi k' \frac{d\Omega'}{d\nu'} + 4\pi k' \frac{dV}{d\nu'}$ qui s'annulent quand on fait $k' = 0$.

VIII. Pour déterminer le magnétisme induit dans un corps homogène et isotrope limité par une surface S et soumis à des forces extérieures dont le potentiel V est donné, il faut trouver deux fonctions Ω et Ω' satisfaisant aux conditions suivantes :

1° A l'intérieur de la surface S, la fonction Ω doit être finie, continue et obéir à l'équation de Laplace.

2° En dehors de la surface S, la fonction Ω' doit être finie et continue; elle doit s'annuler à une distance infinie et elle obéit à l'équation de Laplace.

3° En chaque point de la surface on doit avoir $\Omega = \Omega'$, et l'équation (19) ou son équivalente, l'équation (21), entre les dérivées de Ω et de Ω', doit être satisfaite.

SUR LE MAGNÉTISME INDUIT D'UN ELLIPSOIDE CREUX;

PAR M. A.-G. GREENHILL.

Poisson a résolu le problème de l'induction magnétique d'une masse de fer doux limitée par deux sphères concentriques, sous l'action de forces magnétiques quelconques, et aussi celui de l'induction d'un ellipsoïde plein, placé dans un champ magnétique uniforme.

Guidés par ses méthodes analytiques, nous pouvons aisément

étendre la solution au cas d'une masse de fer doux limitée par deux ellipsoïdes homofocaux.

Soient

$$\frac{x^2}{a^2+\lambda_1}+\frac{y^2}{b^2+\lambda_1}+\frac{z^2}{c^2+\lambda_1}=1$$

l'équation de la surface interne,

$$\frac{x^2}{a^2+\lambda_2}+\frac{y^2}{b^2+\lambda_2}+\frac{z^2}{c^2+\lambda_2}=1$$

celle de la surface externe, et posons

$$A=\int_\lambda^\infty \frac{d\lambda}{(a^2+\lambda)P},$$

$$B=\int_\lambda^\infty \frac{d\lambda}{(b^2+\lambda)P},$$

$$C=\int_\lambda^\infty \frac{d\lambda}{(c^2+\lambda)P},$$

où

$$P^2=(a^2+\lambda)(b^2+\lambda)(c^2+\lambda);$$

par suite,

$$A+B+C=\frac{2}{P}.$$

Pour exprimer A, B, C au moyen des fonctions elliptiques de Jacobi, nous devons (en supposant $a>b>c$) poser ([1])

$$a^2+\lambda=(a^2-c^2)\frac{1}{\operatorname{sn}^2\alpha},$$

$$b^2+\lambda=(a^2-c^2)\frac{\operatorname{dn}^2\alpha}{\operatorname{sn}^2\alpha},$$

$$c^2+\lambda=(a^2-c^2)\frac{\operatorname{cn}^2\alpha}{\operatorname{sn}^2\alpha},$$

le module des fonctions elliptiques étant l'excentricité de l'ellipse

$$\frac{x^2}{a^2-c^2}+\frac{y^2}{b^2-c^2}=1,\quad z=0,$$

([1]) Les notations employées sont celles de Jacobi, si ce n'est qu'on a écrit, conformément à l'usage le plus répandu aujourd'hui, $\operatorname{sn}\alpha$, $\operatorname{cn}\alpha$, $\operatorname{dn}\alpha$ au lieu de $\sin\operatorname{am}\alpha$ $\cos\operatorname{am}\alpha$, $\Delta\operatorname{am}\alpha$.

et par suite égal à $\sqrt{\dfrac{a^2-b^2}{a^2-c^2}}$, et alors

$$A = \frac{2}{(a^2-c^2)^{\frac{3}{2}}}\int_0^\alpha \text{sn}^2\alpha\, d\alpha$$
$$= \frac{2}{(a^2-c^2)^{\frac{3}{2}}}\frac{1}{k^2}\left[\left(1-\frac{E}{K}\right)\alpha - Z(\alpha)\right],$$

$$B = \frac{2}{(a^2-c^2)^{\frac{3}{2}}}\int_0^\alpha \frac{\text{sn}^2\alpha}{\text{dn}^2\alpha}\, d\alpha$$
$$= \frac{2}{(a^2-c^2)^{\frac{3}{2}}}\frac{1}{k^2k'^2}\left[\left(\frac{E}{K}-k'^2\right)\alpha + Z(\alpha+K),\right.$$

$$C = \frac{2}{(a^2-c^2)^{\frac{3}{2}}}\int_0^\alpha \frac{\text{sn}^2\alpha}{\text{cn}^2\alpha}\, d\alpha$$
$$= \frac{2}{(a^2-c^2)^{\frac{3}{2}}}\frac{1}{k'^2}\left[\frac{d}{d\alpha}\log H(\alpha+K) - \frac{E}{K}\alpha\right].$$

Pour un ellipsoïde de révolution aplati, $a=b$, $k=0$, et, par suite,

$$a^2+\lambda = (a^2-c^2)\,\text{coséc}^2\alpha,$$
$$c^2+\lambda = (a^2-c^2)\cot^2\alpha,$$

$$A = \frac{2}{(a^2-c^2)^{\frac{3}{2}}}\int_0^\alpha \sin^2\alpha\, d\alpha = \frac{1}{(a^2-c^2)^{\frac{3}{2}}}(\alpha - \sin\alpha\cos\alpha),$$

$$C = \frac{2}{(a^2-c^2)^{\frac{3}{2}}}\int_0^\alpha \text{tang}^2\alpha\, d\alpha = \frac{2}{(a^2-c^2)^{\frac{3}{2}}}(\text{tang}\,\alpha - \alpha).$$

Pour un ellipsoïde allongé de révolution, $b=c$, $k=1$, et

$$a^2+\lambda = (a^2-c^2)\,\text{coth}^2\alpha,$$
$$c^2+\lambda = (a^2-c^2)\,\text{coséch}^2\alpha.$$

$$A = \frac{2}{(a^2-c^2)^{\frac{3}{2}}}\int_0^\alpha \text{tangh}^2\alpha\, d\alpha = \frac{2}{(a^2-c^2)^{\frac{3}{2}}}(\alpha - \text{tangh}\,\alpha),$$

$$C = \frac{2}{(a^2-c^2)^{\frac{3}{2}}}\int_0^\alpha \sin\,\text{h}^2\alpha\, d\alpha = \frac{1}{(a^2-c^2)^{\frac{3}{2}}}(\sinh\alpha\cosh\alpha - \alpha).$$

Si l, m, n désignent les cosinus de direction de la normale au

point (x, y, z) de l'ellipsoïde

$$\frac{x^2}{a^2+\lambda} + \frac{y^2}{b^2+\lambda} + \frac{z^2}{c^2+\lambda} = 1,$$

alors

$$l = \frac{px}{a^2+\lambda}, \quad m = \frac{py}{b^2+\lambda}, \quad n = \frac{pz}{c^2+\lambda}$$

et

$$p^2 = (a^2+\lambda)l^2 + (b^2+\lambda)m^2 + (c^2+\lambda)n^2$$
$$= a^2l^2 + b^2m^2 + c^2n^2 + \lambda.$$

Par suite, en désignant par $d\nu$ un élément pris sur la direction extérieure de la normale à l'ellipsoïde,

$$2p\,dp = 2p\,d\nu = d\lambda$$

ou

$$\frac{d\lambda}{d\nu} = 2p,$$

et, par suite,

$$\frac{dA}{d\nu} = -\frac{2p}{(a^2+\lambda)P} = -\frac{p}{a^2+\lambda}(A+B+C),$$

et

$$x\frac{dA}{d\nu} = -\; l(A+B+C);$$

de même,

$$y\frac{dB}{d\nu} = -m(A+B+C),$$

$$z\frac{dC}{d\nu} = -\; n(A+B+C).$$

On peut aussi montrer aisément que Ax, By, Cz et même

$$(B-C)yz, \quad (C-A)zx, \quad (A-B)xy,$$
$$[(b^2-c^2)A + (c^2-a^2)B + (a^2-b^2)C]xyz$$

satisfont à l'équation de Laplace.

Représentons le potentiel des forces magnétiques extérieures par

$$V = Xx + Yy + Zz,$$

où X, Y, Z sont des constantes, et considérons d'abord, pour plus

de simplicité, une seule composante, soit Xx; l'effet général s'obtiendra par la superposition des effets séparés des composantes Xx, Yy, Zz.

Désignons par Ω le potentiel du magnétisme induit dû à la composante Xx de V.

Alors, dans le cas de l'ellipsoïde plein, Poisson trouve que les conditions requises peuvent être satisfaites en posant

$$\Omega = Lx$$

dans l'intérieur de l'ellipsoïde et

$$\Omega = L\frac{A}{A_1}x$$

dans l'espace extérieur, A_1 étant la valeur de A à la surface de l'ellipsoïde et L une constante à déterminer par la condition qu'à la surface

$$\mu\frac{dU}{d\nu} + \mu'\frac{dU'}{d\nu'} = 0,$$

avec

$$U = V + \Omega;$$

$\frac{dU}{d\nu}$ se rapporte à la direction intérieure de la normale à l'ellipsoïde, μ est le coefficient d'induction, et les quantités accentuées désignent les mêmes quantités pour l'espace extérieur ([1]).

Alors

$$\mu(X+L) - \mu'(X+L) + \mu' L\frac{A_1+B_1+C_1}{A_1} = 0$$

ou

$$L = -\frac{\mu-\mu'}{\mu-\mu'+\frac{A_1+B_1+C_1}{A_1}\mu'}X,$$

et de même

$$M = -\frac{\mu-\mu'}{\mu-\mu'+\frac{A_1+B_1+C_1}{B_1}\mu'}Y,$$

$$N = -\frac{\mu-\mu'}{\mu-\mu'+\frac{A_1+B_1+C_1}{C_1}\mu'}Z,$$

([1]) MAXWELL, *Electricity and magnetism*, t. II, p. 50.

My et $M\frac{B}{B_1}y$ étant les potentiels interne et externe de l'aimantation induite par la composante Yy de V, et Nz et $N\frac{C}{C_1}z$ par la composante Zz de V.

Dans le cas de l'ellipsoïde creux, si Ω_1 désigne le potentiel du magnétisme induit dans la cavité, Ω_2 dans l'espace extérieur, Ω_3 dans la substance du fer, dus tous trois à la composante Xx de V, alors, comme précédemment, nous pouvons satisfaire aux conditions du problème en posant

$$\Omega_1 = Lx, \qquad U_1 = Xx + Lx,$$

$$\Omega_2 = L'\frac{A}{A_2}x, \quad U_2 = Xx + L'\frac{A}{A_2}x,$$

et par suite

$$\Omega_3 = L\frac{A - A_2}{A_1 - A_2}x + L'\frac{A_1 - A}{A_1 - A_2}x,$$

$$U_3 = Xx + L\frac{A - a_2}{A_1 - A_2}x + L'\frac{A_1 - A}{A_1 - A_2}x.$$

A la surface interne, puisque $\mu' = 1$ pour l'air,

$$\frac{dU_1}{d\nu} = \mu\frac{dU_3}{d\nu};$$

cette équation donne, après division par le facteur commun l,

$$X + L = \mu\left(X + L - L\frac{A_1 + B_1 + C_1}{A_1 - A_2} + L'\frac{A_1 + B_1 + C_1}{A_1 - A_2}\right)$$

ou

(1) $$(\mu - 1)(X + L) = \mu(L - L')\frac{A_1 + B_1 + C_1}{A_1 - A_2}.$$

A la surface extérieure,

$$\frac{dU_2}{d\nu} = \mu\frac{dU_3}{d\nu},$$

et cette équation donne

$$X + L' - L'\frac{A_2 + B_2 + C_2}{A_2}$$
$$= \mu\left(X + L - L\frac{A_2 + B_2 + C_2}{A_1 - A_2} + L'\frac{A_2 + B_2 + C_2}{A_1 - A_2}\right)$$

ou

$$(2)\quad (\mu-1)(X+L)+L'\frac{A_2+B_2+C_2}{A_2}=\mu(L-L')\frac{A_2+B_2+C_2}{A_1-A_2}.$$

Les équations (1) et (2) déterminent L et L′ en fonction de X et donnent, par division,

$$1+\frac{L'}{X+L}\,\frac{A_2+B_2+C_2}{(\mu-1)A_2}=\frac{A_2+B_2+C_2}{A_1+B_1+C_1}$$

ou

$$\frac{L'}{X+L}=-\frac{(\mu-1)A_2(A_1-A_2+B_1-B_2+C_1-C_2)}{(A_1+B_1+C_1)(A_2+B_2+C_2)},$$

et, par soustraction,

$$L'\frac{A_2+B_2+C_2}{A_2}=-\mu(L-L')\frac{A_1-A_2+B_1-B_2+C_1-C_2}{A_1-A_2},$$

ou

$$\frac{L'-L}{L'}=\frac{(A_2+B_2+C_2)(A_1-A_2)}{\mu A_2(A_1-A_2+B_1-B_2+C_1-C_2)},$$

ou

$$\frac{L}{L'}=\frac{\mu A_2(A_1-A_2+B_1-B_2+C_1-C_2)-(A_2+B_2+C_2)(A_1-A_2)}{\mu A_2(A_1-A_2+B_1-B_2+C_1-C_2)}.$$

Par suite,

$$\frac{L}{X+L}=\frac{-(\mu-1)[\mu A_2(A_1-A_2+B_1-B_2+C_1-C_2)-(A_2+B_2+C_2)(A_1-A_2)]}{\mu(A_1+B_1+C_1)(A_2+B_2+C_2)},$$

$$\frac{X+L}{X}=\frac{\mu(A_1+B_1+C_1)(A_2+B_2+C_2)}{\mu(A_1+\ldots)(A_2+\ldots)+(\mu-1)[\mu A_2(A_1-A_2+\ldots)-(A_2+\ldots)(A_1-A_2)]},$$

$$\frac{L}{X}=\frac{-(\mu-1)[\mu A_2(A_1-A_2+B_1-B_2+C_1-C_2)-(A_2+B_2+C_2)(A_1-A_2)]}{\mu(A_1+\ldots)(A_2+\ldots)+(\mu-1)[\mu A_2(A_1-A_2+B_1-B_2+\ldots)-(A_2+\ldots)(A_1-A_2)]},$$

$$\frac{L'}{X}=\frac{-(\mu-1)\mu A_2(A_1-A_2+B_1-B_2+C_1-C_2)}{\mu(A_1+\ldots)(A_2+\ldots)+(\mu-1)[\mu A_2(A_1-A_2+B_1-B_2+\ldots)-(A_2+\ldots)(A_1-A_2)]}.$$

On détermine de la même manière les coefficients dus aux autres composantes de la force magnétisante.

Les composantes de la force magnétique à l'intérieur de la cavité sont

$$X+L,\quad Y+M,\quad Z+N.$$

Ces calculs pourraient servir à fournir une modification du galvanomètre marin de Thomson. L'aimant pourrait osciller dans une cavité en forme d'ellipsoïde de révolution très aplati dont l'axe serait vertical, et, par un choix convenable de la grandeur de la surface confocale externe du fer doux, les composantes horizontales de la force magnétique dans la cavité pourraient être suffisamment réduites pour les besoins de la pratique. Nous pouvons alors faire $C_1 = \infty$ et par suite

$$\frac{X+L}{X} = \frac{\mu(A_2+B_2+C_2)}{\mu(A_2+B_2+C_2)+\mu(\mu-1)A_2} = \frac{1}{1+(\mu-1)\dfrac{A_2}{A_2+B_2+C_2}}$$

$$= \frac{1}{1+\frac{1}{2}(\mu-1)(\alpha\cot\alpha\,\text{coséc}^2\alpha-\cot^2\alpha)},$$

et cette valeur est d'autant plus faible que $u = \alpha\cot\alpha\,\text{coséc}^2\alpha - \cot^2\alpha$ est plus grand.

On reconnaît aisément que $\frac{du}{d\alpha}$ est négatif et ne peut s'annuler que pour $\alpha = 0$; quand on fait croître α de 0 à $\frac{\pi}{2}$, u décroît de $\frac{2}{3}$ à 0, mais la diminution est très lente jusqu'au voisinage de $\frac{\pi}{2}$; ainsi pour $\alpha = \frac{\pi}{6}$ on a $u = 0,6268$. Il suffira donc de donner à α la valeur $\frac{\pi}{6}$ pour rendre $\frac{X+L}{X}$ très voisin de son minimum.

En désignant par r le rayon de la cavité,

$$r = a^2 - c^2,$$

et les demi-axes de l'ellipsoïde extérieur seront $r\,\text{coséc}\,\alpha$ et $r\cot\alpha$, c'est-à-dire, pour $\alpha = \frac{\pi}{6}$, $2r$ et $\sqrt{3}\,r$; et alors

$$\frac{X+L}{X} = \frac{1}{1+\frac{1}{2}(\mu-1)0,6268}.$$

Pour le fer doux, $\mu = 1 + 4\pi k$ et k varie de 20 à 30 ([1]). Prenant $k = 25$,

$$\frac{X+L}{X} = \frac{1}{1+31,34\pi} = \frac{1}{99,45},$$

([1]) Maxwell, *Electricity and magnetism*, t. II, p. 58.

de sorte que la force magnétique à l'intérieur de la cavité serait environ la centième partie de sa valeur à l'extérieur ([1]).

Si le potentiel des forces magnétisantes extérieures contient un terme de la forme Pyz, pour déterminer le magnétisme induit correspondant, nous poserons

$$U_1 = Pyz + Qyz,$$
$$U_2 = Pyz + Q'\frac{B-C}{B_2-C_2}yz,$$

et par suite

$$U_3 = Pyz + Q\frac{B-C-B_2+C_2}{B_1-C_1-B_2+C_2}yz + Q'\frac{B_1-C_1-B+C}{B_1-C_1-B_2+C_2}yz$$

$$\frac{d}{d\nu}yz = \frac{dy}{d\nu}z + y\frac{dz}{d\nu} = mz + ny = \left(\frac{1}{b^2+\lambda} + \frac{1}{c^2+\lambda}\right)pyz$$

et

$$\frac{d}{d\nu}(B-C) = -(A+B+C)\left(\frac{1}{b^2+\lambda} - \frac{1}{c^2+\lambda}\right)p,$$

et par suite

$$\frac{d}{d\nu}(B-C)yz = (B-C)\left(\frac{1}{b^2+\lambda} + \frac{1}{c^2+\lambda}\right)pyz.$$

Conséquemment, à la surface intérieure, la condition

$$\frac{dU_1}{d\nu} = \mu\frac{dU_3}{d\nu}$$

conduit, après division par le facteur pyz, à l'équation

$$\begin{aligned}(P+Q)&\left(\frac{1}{b^2+\lambda} + \frac{1}{c^2+\lambda}\right)\\ &= \mu(P+Q)\left(\frac{1}{b^2+\lambda_1} + \frac{1}{c^2+\lambda_1}\right)\\ &\quad - \mu(Q-Q')\frac{A_1+B_1+C_1}{B_1-C_1-B_2+C_2}\left(\frac{1}{b^2+\lambda_1} + \frac{1}{c^2+\lambda_1}\right)\end{aligned}$$

([1]) En déterminant les axes de la cavité intérieure par la valeur $89° = \frac{89}{90}\frac{\pi}{2} = \alpha_2$, ceux de l'ellipsoïde extérieure par $\alpha_1 = \frac{\pi}{6}$, et effectuant le calcul complet d'après les formules générales, on retrouve un nombre extrêmement voisin du précédent.

ou

$$(3)\quad \begin{cases} (\mu-1)(P+Q)\left(\dfrac{1}{b^2+\lambda_1}+\dfrac{1}{c^2+\lambda_1}\right) \\ \quad = \mu(Q-Q')\dfrac{A_1+B_1+C_1}{B_1-C_1-B_2+C_2}\left(\dfrac{1}{b^2+\lambda_1}-\dfrac{1}{c^2+\lambda_1}\right), \end{cases}$$

et, à la surface extérieure, l'équation

$$\frac{dU_2}{d\nu} = \mu\frac{dU_3}{d\nu}$$

conduit à l'équation

$$(P+Q')\left(\frac{1}{b^2+\lambda_2}+\frac{1}{c^2+\lambda_2}\right) - Q'\frac{A_2+B_2+C_2}{B_2-C_2}\left(\frac{1}{b^2+\lambda_2}-\frac{1}{c^2+\lambda_2}\right)$$
$$= \mu(P+Q')\left(\frac{1}{b^2+\lambda_2}+\frac{1}{c_2+\lambda_2}\right)$$
$$- \mu(Q-Q')\frac{A_2+B_2+C_2}{B_1-C_1-B_2+C_2}\left(\frac{1}{b^2+\lambda_2}-\frac{1}{c^2+\lambda_2}\right)$$

ou bien

$$(4)\quad \begin{cases} (\mu-1)(P+Q')\left(\dfrac{1}{b^2+\lambda_2}+\dfrac{1}{c^2+\lambda_2}\right) \\ \quad + Q'\dfrac{A_2+B_2+C_2}{B_2-C_2}\left(\dfrac{1}{b^2+\lambda_2}-\dfrac{1}{c^2+\lambda_2}\right) \\ \quad = \mu(Q-Q')\dfrac{A_2+B_2+C_2}{B_1-C_1-B_2+C_2}\left(\dfrac{1}{b^2+\lambda_2}-\dfrac{1}{c^2+\lambda_2}\right) = 0; \end{cases}$$

les équations (3) et (4) déterminent Q et Q' en fonction de P, et de même pour les termes comprenant zx et xy dans le potentiel V.

On traiterait d'une manière analogue le cas où le potentiel contiendrait un terme de la forme $Mxyz$.

MACHINES ÉLÉVATOIRES ET APPAREILS PNEUMATIQUES;

PAR M. FÉLIX DE ROMILLY.

I. Machines élévatoires. — On obtient depuis longtemps l'élévation de l'eau par des machines rotatives; toutes consistent en un

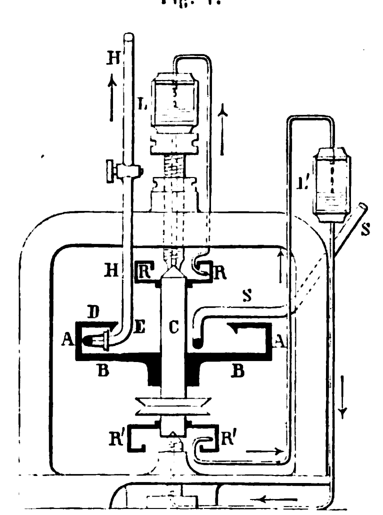
cylindre immobile dans lequel circulent des aubes mobiles; la force employée est la force centrifuge. La hauteur atteinte est d'environ 30^m. M. Gwynne et plus tard L.-D. Girard ont proposé chacun une machine rotative formée de cylindres analogues, multiples associés. Celle de Girard élevait l'eau à 40^m : c'est, je crois, la plus grande hauteur atteinte par des machines à force centrifuge.

La machine que je propose élève l'eau à une hauteur beaucoup plus grande : un appareil de laboratoire mû à la main montre l'élévation de l'eau à 150^m. Cette machine est très simple de construction et constituée sur des principes différents. C'est la partie extérieure qui tourne.

Elle se compose essentiellement de deux pièces : 1° une turbine, simple cylindre à deux bases et sans aubes; 2° un tube fixe. Prenons un type pour exemple.

La turbine (*fig.* 1) est formée par un cylindre A, droit, creux,

Fig. 1.



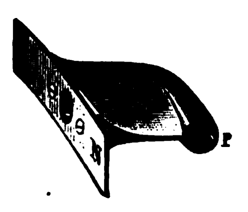
de petite hauteur, à bases parallèles. Une des bases, B, est reliée à un axe qui la traverse normalement. L'autre base, D, laisse passer librement l'axe C par un large orifice circulaire concentrique.

Le tube fixe se compose de deux parties. Il s'élève d'une part, H, jusqu'à la hauteur où l'eau doit être portée, et pénètre d'autre

part, E, par l'ouverture de la seconde base, d'abord parallèlement à l'axe, et se recourbe ensuite suivant un rayon, jusque tout près de la paroi cylindrique intérieure de la turbine.

Cette dernière partie, plongée dans l'eau circulante, prend la forme d'un poisson grossièrement dessiné (*fig.* 2), d'où son

Fig. 2.



nom, qui présenterait sa bouche ouverte P au courant affluent. A partir de cet orifice d'introduction, le tube augmente de section suivant un cône de 5° à 6°, tout en se recourbant pour rejoindre sa partie cylindrique (*fig.* 3, vue et coupe).

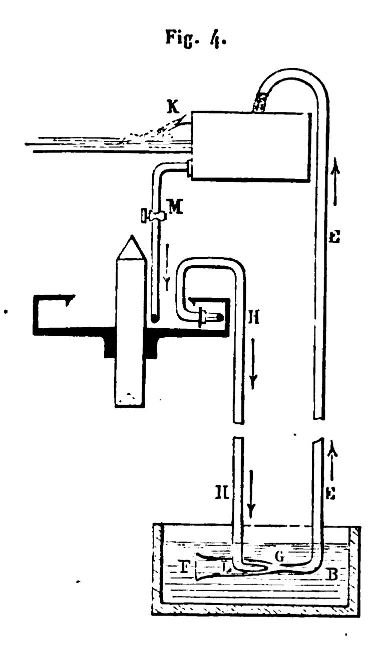
Fig. 3.

L'appareil fonctionne ainsi : la turbine est mise en rotation; le liquide, par la force centrifuge, forme un anneau appliqué à la paroi intérieure; le tube présente normalement au courant sa section d'orifice et reçoit ainsi l'eau tangentiellement au cercle qu'elle décrit; le liquide monte par ce tube jusqu'à une hauteur correspondant à sa vitesse et croissant comme le carré de celle-ci.

Tel est l'appareil pour la montée de l'eau, dans sa forme générale. Il peut élever l'eau à toute hauteur; sa vitesse n'a de limite que dans la résistance à la force centrifuge de la matière dont il est formé. Nous supposons que l'eau arrive d'une source par le tube S dans la turbine qui l'élève. Mais deux cas peuvent encore se présenter : 1° la turbine est placée à la hauteur même où l'on veut élever l'eau ; 2° elle est placée à une hauteur intermédiaire.

Premier cas. — La turbine est placée au niveau supérieur (*fig.* 4). Ce cas donne lieu à un procédé nouveau : au lieu d'élever l'eau, on la précipite de toute sa vitesse vers le niveau inférieur par le tube H décrit précédemment. L'eau acquiert la vitesse donnée par la turbine, plus celle de sa chute. Le bout inférieur de ce tube de descente se termine par un cône L, par où l'eau sort en jet. Vis-à-vis de cet orifice se trouve un autre orifice G, de section

Fig. 4.



plus grande d'un tiers, de moitié, du double, etc. Cet orifice plus grand, en forme de cône de 6° environ, sert d'entrée au tube d'ascension E. Le tube lanceur, dans sa partie inférieure, est compris dans un tube F enveloppant, concentrique, donnant accès à l'eau tout autour de lui; ce tube enveloppant vient, en convergeant, aboutir à l'orifice d'élévation. Cet appareil d'entraînement, relativement petit, est plongé dans la nappe d'eau B inférieure. Dans ce système, on ne peut conserver la force vive du jet lancé (1); mais la quantité de mouvement est conservée si l'on

(1) On m'a accusé d'avoir commis cette erreur pour l'air, bien que je ne me sois jamais servi que du terme très classique de *quantité de mouvement* (*Journal de Phy-*

met entre les deux orifices une distance d'environ quatre fois le diamètre de l'orifice récepteur. C'est, après expérience, la même distance que pour l'entraînement de l'air. Mais ici, à l'opposé de ce qui a lieu avec l'air, le tube enveloppant donne un résultat que ne donnent pas les orifices placés vis-à-vis librement.

Une fois l'eau montée, une partie est déversée en dehors, K; l'autre, M, rentre dans la turbine pour servir à un nouvel entraînement.

Remarque. — Il ne faut pas calculer la quantité d'eau entraînée, d'après la vitesse du jet s'élançant librement dans l'air. En effet, l'eau inférieure au repos n'est au repos que relativement au spectateur. Dans la réalité, les deux eaux doivent être considérées comme ayant un mouvement relatif inverse l'une de l'autre. On aura donc en eau montée moins que ne donne le calcul fait sur le jet libre. Le déficit est comblé par une moindre dépense d'eau lancée par la turbine; cette vérité est mise hors de doute par des expériences où l'on emploie, au lieu d'une turbine, un réservoir supérieur fixe dont la dépense est notée.

Ce nouveau système d'élévation d'eau n'est pas spécial; il peut être employé avec une pompe quelconque. Il trouvera surtout son application dans les mines, où il importe d'avoir la machine hors des profondeurs.

Second cas. — Dans le cas où la turbine est placée dans une position intermédiaire, on emploie simultanément les deux moyens. La turbine reçoit toute l'eau montée, la refoule dans le tube déjà décrit, qui se bifurque pour en lancer une partie en bas, tandis que l'autre monte au niveau voulu. Dans le cas où la turbine est placée plus près du niveau inférieur que du niveau supérieur, pour ne pas perdre trop de force vive on peut avoir recours à deux turbines de grandeur différente montées sur le même axe.

Graissage. — Il est important d'avoir un graissage d'autant plus assuré et plus actif que la turbine tourne plus rapidement. C'est ce qu'on obtient en plaçant sur l'axe deux petites turbines (*fig.* 1,

---

sique, t. IV, p. 267 et 334). Je relève cette accusation parce qu'elle a été reproduite par les journaux étrangers (*Fortschritte der Physik*).

R, R′), renfermant chacune une des pointes de l'axe et la vis creuse fixe qui sert de crapaudine. Elles fonctionnent comme la grande turbine.

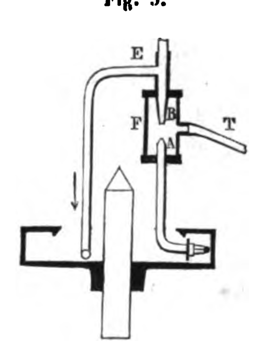
L'huile est amenée de la petite turbine dans la vis creuse par un petit tube, de là à l'extrémité de l'axe, qui, par sa rotation, la lance dans la petite turbine, d'où elle retourne à la vis creuse par une circulation incessante. Le petit tube comprend, dans son passage, une petite lanterne LL′ en verre, qui sert à surveiller la circulation de l'huile.

L'huile y est introduite avant la mise en marche ; on la ferme ensuite hermétiquement. Inutile d'ajouter que ces petites turbines sont tournées en sens inverse l'une de l'autre, quel que soit le plan dans lequel circule la grande turbine.

II. Appareils pneumatiques. — On peut annexer à la turbine décrite un appareil d'aspiration. En voici deux, conçus d'après des idées nouvelles :

1° Le principe du premier appareil est celui-ci : si l'on fait

Fig. 5.



tomber un jet liquide sur une surface en repos du même liquide, l'air est entraîné dans sa profondeur, en bulles nombreuses ; ces bulles remontent vers la surface ; mais, si le niveau liquide pouvait être placé au-dessus du jet, une fois produites, les bulles venant du bas ne pourraient plus retourner vers leur niveau d'origine. C'est là le principe ; voici comment il est réalisé (*fig.* 5).

Comme pour l'entraînement de l'eau, un jet liquide s'échappe de l'orifice extérieur A du tube de la turbine. Ce jet est lancé de

bas en haut. Au-dessus, à quelque distance, concentriquement et normalement à ce jet, se trouve un orifice plus large B, dans lequel le jet s'engage. Cet orifice est l'origine d'un cône divergeant peu à peu. Le cône se remplit d'abord par le liquide lancé et forme au-dessus du jet une surface liquide que la force du jet empêche de tomber. Le jet, en y pénétrant, y entraîne l'air ou le gaz qui l'entoure en bulles nombreuses qui ne peuvent plus redescendre : c'est le vide par barbotage. Elles s'échappent par le haut, soit dans l'atmosphère, soit dans un récipient si l'on veut les recueillir. Un tube E, venant s'ouvrir latéralement dans le cône supérieur de sortie, ramène le liquide élevé à la turbine, qui le fera jaillir de nouveau. A cause de la rapidité du courant, le cône supérieur peut encore se terminer par un tube recourbé qui ramènera ensemble liquide et bulles dans la turbine où la séparation s'opérera. Le jet et les deux orifices sont contenus dans une petite chambre F close, communiquant par un tube T avec le récipient à vider.

Cet appareil, que j'appelle *la pnéole,* ne saurait être confondu avec la trompe, dont il diffère par le principe même de son fonctionnement. Dans la trompe, les deux orifices sont presque de même diamètre; l'eau s'applique sur la paroi du tube récepteur, formé d'un cône très allongé, et c'est son adhérence qui détermine l'appel d'air. Si l'on retournait le nouvel appareil, l'orifice supérieur ne pourrait absolument pas servir comme trompe, car le jet y passerait librement, le diamètre étant trop grand pour que l'adhérence avec la paroi puisse se produire. La pnéole agit par entraînement et barbotage dans une masse liquide. On peut, du reste, en retournant la trompe, produire le même effet, mais on conserve dans ce cas, inutilement, la petite différence de diamètre des deux orifices. C'est alors le maintien d'une masse d'eau au-dessus du jet qui constitue la différence palpable entre les deux appareils.

Voici les avantages de la pnéole :

1° L'appareil, une fois en marche, n'est pas troublé par la mise en communication subite avec l'air ambiant ou avec un grand récipient à vider, ce qui amène, avec la trompe, une rupture d'adhérence ou désamorçage.

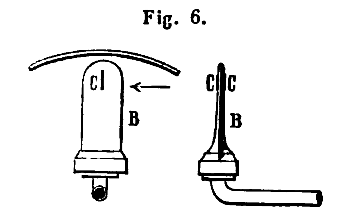
2° Un autre avantage, et celui-là capital, c'est de pouvoir faire le vide avec le mercure, ce qui avait été tenté en vain avec la trompe.

Le vide par l'eau est limité par la tension de vapeur d'eau. Avec le mercure, le vide est celui-même du baromètre. J'ajoute qu'il suffit, pour que l'appareil fonctionne, d'une quantité très petite d'eau ou de mercure. Avec l'eau, on fait à la main, en huit minutes, le vide à 700^{mm} de mercure dans un récipient de 5^{lit}.

On peut encore se servir de la pnéole comme soufflerie et pour transvaser les gaz.

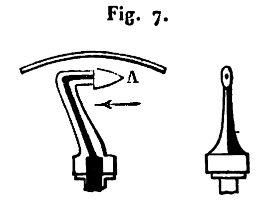
Le second appareil à faire le vide, *la spirelle*, est ainsi conçu : La spirelle est entièrement plongée dans le liquide, eau ou mercure, circulant dans la turbine (ou encore dans un courant quelconque).

Fig. 6.



Elle consiste simplement en une fente pratiquée sur un tube bouché du côté où il pénètre dans la turbine. Cette fente doit remplir certaines conditions. Elle doit être dirigée dans le sens du rayon ou parallèle à une génératrice du cylindre. Le bord de la fente sur lequel le liquide passe d'abord doit être relativement plus élevé que l'autre, de quelques dixièmes de millimètre, de manière à former une petite cataracte. Quant au plan des deux plages qui limitent la fente, le liquide allant vers la fente doit trouver une plage droite ou légèrement montante, et, après la fente, une plage

Fig. 7.



lame B à double tranchant, coupant le courant. La fente C est rec-descendante. L'autre bout du tube est relié au récipient à vider. La spirelle peut prendre des formes très variées. En voici deux exemples : 1° Le tube (*fig.* 6) prend à son extrémité l'aspect d'une

tiligne et règne dans la partie immergée, des deux côtés, au milieu du plat de cette sorte d'épée. 2° Une autre forme consiste en un appareil pisciforme (*fig.* 7), semblable à celui qui sert à monter l'eau; seulement, un cône A est fixé devant l'orifice, le recouvrant en le dépassant un peu par sa base, formant ainsi une fente circulaire, tandis que son sommet se présente au courant. On peut donner à cette spirelle la forme d'un ellipsoïde très aplati dans le sens de la moindre résistance.

Fermeture de la turbine. — La turbine, dans sa marche rapide, laisserait échapper quelques gouttes projetées, malgré la protection de la base annulaire; on y obvie : 1° en plaçant une bande N parallèle au cylindre derrière le poisson terminant le tube (*fig.* 2 et 3, N); 2° en formant un rebord intérieur (*fig.* 8, A) auquel on donne

Fig. 8.

A B B A

la coupe d'un huitième de cercle dont toutes les tangentes sont dirigées vers la paroi cylindrique intérieure. Un couvercle plan B, immobile, couvre toute la partie ouverte de la base; son bord épais épouse la forme du rebord, dont il est éloigné par un intervalle très étroit. L'axe traverse ce couvercle sans y toucher. On y ménage encore deux ouvertures pour les tubes de montée et de descente du liquide. Les tubes, ainsi que le couvercle, sont fixés au bâti de la turbine. Ce couvercle est en deux morceaux pour la facilité de sa pose. Avec la bande et ce couvercle, il ne se perd pas la plus petite gouttelette d'eau ou de mercure.

Conclusion. — Dans cette description sommaire, j'ai été obligé d'omettre bien des détails; ce que j'ai dit suffit toutefois à donner une idée des divers appareils. Je ferai remarquer, en terminant, que leur avantage réside en grande partie dans la diminution des résistances passives auxquelles les autres engins, pompes ou machines rotatives, sont soumis. Dans les uns le frottement du piston, dans les autres le frottement de l'eau tourbillonnant contre des parois

immobiles, produisent une résistance qui n'existe pas dans une machine où l'entraînement est produit par la paroi elle-même et la résistance seulement par un engin très petit, pisciforme, à contours fuyants. Pour le démontrer, on donne à un appareil à main la vitesse qui correspond à la production du vide. On cesse alors brusquement de l'actionner : il fait encore un millier de tours. On pourrait dire qu'il en serait de même avec n'importe quelle machine si le volant était suffisamment grand. Mais, dans celle-ci, la partie active de l'appareil est précisément sur le bord du cylindre liquide qui sert de volant. Pour établir la comparaison, il faut supposer le piston d'une pompe frottant contre son volant comme dans son cylindre. Dans ces conditions, l'arrêt serait presque instantané.

RECHERCHES SUR LA CHALEUR SPÉCIFIQUE DES MÉLANGES D'EAU ET DES TROIS ALCOOLS PRIMAIRES $C^2H^4O^2$, $C^4H^6O^2$ ET $C^6H^8O^2$;

PAR M. LE Dr F. ZETTERMAN.

J'ai l'honneur de présenter ici un résumé de quelques recherches que j'ai entreprises [1] pour déterminer la chaleur spécifique des mélanges d'eau et des trois alcools primaires $C^2H^4O^2$, $C^4H^6O^2$ et $C^6H^8O^2$.

I. Je me suis servi d'une méthode de comparaison analogue à celles de MM. Pfaundler et Jamin. Deux calorimètres cylindriques égaux en argent mince, de $0^m,162$ de hauteur et $0^m,0256$ de diamètre au fond, étaient, dans toute leur hauteur, entourés de fils de cuivre, recouverts de soie, de $0^{mm},2$ de diamètre. La résistance des fils était, à la température moyenne des expériences, respectivement de 30,45 et de 30,95 siemens. Les calorimètres fermés par des bouchons supportant les thermomètres furent placés dans des tuyaux cylindriques en bois, à fonds en soie et à parois intérieures revêtues de duvet de cygne. Le tout fut introduit dans deux

(1) *Studier öfver specifikt Värme* (*Akademik Afhandling af* Fridolf Zetterman. Helsingfors, 1880).



autres tuyaux en bois et les orifices de ces tuyaux furent fermés avec du duvet de cygne.

L'un des calorimètres, celui dont le fil possédait la plus grande résistance, était invariablement rempli de $76^{gr},21$ d'eau et faisait l'office de galvanomètre. On introduisait dans l'autre le liquide dont la chaleur spécifique était à déterminer.

Les thermomètres, suffisamment calibrés dans les portions des tiges employées, étaient gradués arbitrairement de manière que $12°,32$ de l'un et $11°,44$ de l'autre correspondaient à $1°$C. Des réductions n'étaient pas nécessaires, excepté pour les corrections dues au rayonnement. La pile était composée de 18 éléments de Leclanché et disposée en un seul circuit avec les deux fils des calorimètres.

Quoique l'influence du rayonnement fût très faible, vu les dispositions prises et vu que la température ambiante était à peu près la moyenne de celle des calorimètres, des corrections furent cependant faites par la méthode ordinaire. Les calorimètres furent agités immédiatement avant la fermeture et après l'interruption du circuit. La température moyenne des expériences était d'environ $20°$C.

Pour l'évaluation numérique j'adoptai comme unité la quantité de chaleur capable de produire une élévation de température de $1°$ de l'échelle du thermomètre qui était dans le calorimètre où le liquide était introduit. Quand les expériences se faisaient entre les mêmes limites de $5°$C., cette unité pouvait être regardée comme constante. Or, si la chaleur totale qui se développe dans le fil du calorimètre où le liquide est introduit en deux expériences différentes est Ω_1 et Ω_2, et si les élévations de température correspondantes dans l'autre calorimètre sont δ'_2 et δ''_2, on a

$$\frac{\Omega_1}{\Omega_2} = \frac{\delta'_2}{\delta''_2}.$$

Les élévations de température dans le premier calorimètre étant respectivement δ'_1 et δ''_1, on a, en posant

$$W_1 = \frac{\Omega_1}{\delta'_1}, \quad W_2 = \frac{\Omega_2}{\delta''_1}, \quad \frac{\delta'_2}{\delta'_1} = d_1 \quad \text{et} \quad \frac{\delta''_2}{\delta''_1} = d_2,$$

$$\frac{W_1\,\delta'_1}{W_2\,\delta''_1} = \frac{\delta'_2}{\delta''_2}, \quad \frac{W_1}{W_2} = \frac{d_1}{d_2}.$$



d_1, d_2 sont ici les élévations de température dans le calorimètre-galvanomètre, correspondant à une élévation de 1° dans le calorimètre à liquide; on a généralement, si W est la quantité totale de la chaleur développée dans le calorimètre à liquide et d l'élévation de la température du calorimètre-galvanomètre, tous les deux correspondant à une élévation de température de 1° dans celui-ci,

$$W = kd,$$

où k est une quantité constante.

Si x est la chaleur spécifique et π le poids du liquide et si enfin g est la quantité de chaleur qui se dégage pour l'échauffement des parois du calorimètre, du thermomètre, du fil et du duvet de cygne, on a, vu la manière d'après laquelle l'unité de chaleur est choisie,

$$\pi x + g = kd.$$

Les quantités g et k, considérées comme constantes, étant connues, cette équation peut servir à calculer x.

Pour la détermination de g et de k je me suis servi du procédé suivant. Dans le calorimètre à liquide étaient versés six poids d'eau différents. La chaleur spécifique de l'eau étant prise pour unité à 20° C., les six expériences me fournirent les six équations suivantes

$$76,12 = k.0,936 - g,$$
$$73,58 = k.0,908 - g,$$
$$70,94 = k.0,888 - g,$$
$$68,35 = k.0,849 - g,$$
$$66,13 = k.0,854 - g,$$
$$64,00 = k.0,834 - g,$$

Toutes les valeurs de d, comme c'est encore le cas dans les expériences suivantes, sont les moyennes de trois expériences opérées sur les mêmes poids de liquide. On peut tirer des six équations ci-dessus, au moyen de la méthode des moindres carrés,

$$g = 31,85, \quad k = 115,37.$$

L'équation pour l'évaluation de la chaleur spécifique devient

donc

$$x = \frac{1}{\pi}(115,37d - 31,85).$$

Cette équation ne peut servir que quand les valeurs de d sont comprises entre les valeurs qu'on a données à cette quantité en déterminant g et k, ou du moins très voisines ([1]); mais, en substituant les valeurs de g et de k dans les six équations ci-dessus, on trouve comme chaleur spécifique de l'eau

1,000, 0,991, 0,995, 1,001, 1,008 et 1,006,

ce qui montre que l'équation, entre certaines limites, est rigoureuse et que g n'a pas subi de changements sensibles entre ces limites.

II. Les alcools, préparés chez Kahlbaum à Berlin, furent rectifiés par moi. Leurs poids spécifiques étaient pour l'alcool méthylique 0,794, pour l'alcool éthylique 0,799, et pour l'alcool propylique 0,805, à 17°,5 C.

Je donnerai comme exemple le Tableau suivant, relatif à l'alcool méthylique; π, d, x ont la même signification que ci-dessus, et p signifie la densité du liquide versé dans le calorimètre :

p.	π.	d.	x.
0,983	72,48	0,917	1,020
0,971	70,48	0,882	0,992
0,956	48,08	0,849	0,972
0,918	70,92	0,796	0,844

Voici un autre Tableau qui résume toutes mes observations; la première colonne donne le poids d'alcool contenu dans 100 parties en poids du mélange; les colonnes suivantes donnent les chaleurs spécifiques des mélanges :

	Chaleur spécifique x.		
Poids pour 100.	$C^2H^4O^2$.	$C^4H^6O^2$.	$C^6H^8O^2$.
10	1,018	1,052	1,055
20	0,989	1,043	1,082
30	0,966	1,012	1,032
40	0,902	0,946	0,972
50	0,841	0,878	0,908

([1]) Une expérience avec de la térébenthine a montré que g subissait de notables variations quand d s'écartait trop des valeurs ci-dessus.

Toutes les chaleurs spécifiques ci-indiquées sont exactes pour 20° C. environ, la chaleur spécifique de l'eau étant supposée égale à l'unité à la même température. La chaleur spécifique des mélanges riches en eau est d'abord supérieure à celle de l'eau, croît jusqu'à un certain maximum avec la proportion d'alcool et décroît ensuite rapidement. Ce maximum correspond à des proportions d'alcool de plus en plus fortes à mesure que l'équivalent de l'alcool employé est plus élevé.

Les nombres que j'ai trouvés pour la chaleur spécifique de mélanges de l'alcool méthylique tombent entre ceux trouvés par MM. Dupré (1) et Lecher (2). Pour les mélanges de l'alcool éthylique, ils sont à peu près d'accord avec ceux trouvés par MM. Dupré et Page (3) et M. Schüller (4), mais ils diffèrent des nombres trouvés par M. Schnidaritsch (5) et par MM. Jamin et Amaury (6). On n'a pas besoin d'admettre que les alcools employés soient de différentes constitutions, parce que les déterminations pour les mélanges de 50 pour 100 se correspondent à peu près.

Quant à l'alcool propylique, je ne sache pas que d'autres recherches aient été exécutées sur ce corps antérieurement aux miennes.

En admettant comme exacte la chaleur spécifique de la térébenthine trouvée par Regnault, j'ai trouvé par comparaison, pour la chaleur spécifique de l'alcool propylique de densité 0,805, le nombre 0,572.

Les substitutions faites avec les nombres trouvés pour *d* quand le calorimètre à liquide était rempli d'eau montrent que les erreurs dans les déterminations ne surpassent guère 0,01.

---

(1) Dupré, *Proceedings of the royal Society of London*, t. XX, p. 336; 1872.
(2) Lecher, *Wien. Acad. Sitzungsber.*, Bd. LXXVI, Ab. 2; 1877.
(3) Dupré and Page, *Phil. Transactions*, t. CLIX, p. 591; 1869.
(4) Schüller, *Pogg. Ann.* Ergänzungs Bd. V, S. 116; 1871.
(5) Schnidaritsch, *Wien. Acad. Sitzungsber.*, Bd. XXXVIII, S. 39; 1860.
(6) Jamin et Amaury, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXX, p. 1237; 1870.

STEFAN. — Ueber die Beziehung zwischen der Wärmestrahlung und der Temperatur (Sur la relation entre le rayonnement calorifique et la température); *Sitzungsberichte d. K. Akademie d. Wissenschaften in Wien*, p. 84.

D'une discussion très soignée des expériences de Dulong et Petit et de celles de MM. de la Provostaye et Desains, M. Stefan conclut que *l'intensité du rayonnement émanant d'un corps est proportionnelle à la quatrième puissance de la température absolue de ce corps.*

Comparons en effet les vitesses de refroidissement déterminées par Dulong et Petit et les différences $(273+80)^4 - 273^4$, $(273+100)^4 - 273^4, \ldots$, multipliées par un facteur convenable :

	Vitesses de refroidissement.	Intensités calculées.	Différences.
80°	1,74	1,66	— 0,08
100	2,30	2,30	0
120	3,02	3,05	+ 0,03
140	3,88	3,92	+ 0,04
160	4,89	4,93	+ 0,04
180	6,10	6,09	— 0,01
200	7,40	7,42	+ 0,02
220	8,80	8,92	+ 0,11
240	10,69	10,62	— 0,07

Les différences ne sont pas plus grandes que celles que Dulong et Petit ont laissées entre leurs calculs et leurs observations :

$$-0,02, \quad +0,03, \quad +0,03, \quad +0,01, \quad -0,02,$$
$$-0,07, \quad -0,06, \quad +0,08, \quad -0,01.$$

Mais ces nombres se rapportent à un phénomène complexe dans lequel la conductibilité de l'air se superposait au rayonnement pour une part importante et méconnue ([1]).

Prenons les différences des vitesses de refroidissement d'un même thermomètre successivement nu et argenté (l'influence de la con-

([1]) Cette conductibilité, toutefois, ne modifie pas essentiellement la loi du refroidissement, bien que l'accroissement avec la température se trouve sensiblement ralenti.

ductibilité disparaît dans la différence); MM. de la Provostaye et Desains ont trouvé :

	Vitesses de refroidissement.		
	Verre.	Argent.	Différences.
75°,10	0,05675	0,02035	0,03640
96,86	0,08318	0,02876	0,05442
108,60	0,09966	0,03333	0,06633
121,88	0,11934	0,03859	0,08075
136,58	0,14360	0,04479	0,09881

Si l'on divise les nombres de la dernière colonne par les différences des quatrièmes puissances des températures absolues du thermomètre et de l'enceinte, il vient

4648, 4588, 4621, 4624, 4641,

c'est-à-dire un nombre remarquablement constant.

En divisant les mêmes nombres par $a^t - 1$, suivant la formule de Dulong et Petit, on trouve

6212, 6236, 6327, 6373, 6432.

L'avantage est assurément à la formule des quatrièmes puissances.

Il en est ainsi pour toutes les températures ne dépassant pas 200° ou 300°.

Au-dessus, l'auteur ne trouve plus de points de repère certains pour comparer sa formule à l'expérience. Les recherches intéressantes, mais peu précises, de Draper et d'Ericsson ne fournissent que des indications qui lui paraissent d'accord avec la loi de la quatrième puissance. Je dois ajouter que mes observations personnelles ne confirment pas cette manière de voir ([1]). Si pour les températures élevées la loi de Dulong et Petit $I = ma^T$, m et a étant tous deux constants, donne un accroissement trop rapide de I, aux mêmes températures la formule $I = mT^4$ reste bien au-dessous des mesures expérimentales. Je ne suivrai donc pas l'auteur dans l'application qu'il en fait aux diverses déterminations de la chaleur

([1]) Voir *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVIII, p. 171 (1879), et t. XCII, p. 866 et 1204 (1881).

solaire pour en tirer la température du Soleil (il trouve ainsi des nombres compris entre 6000° et 11000°).

Mais je signalerai encore dans son Mémoire un Chapitre important, consacré à l'évaluation de la radiation en mesure absolue. En désignant par I_0 et I_{100} les quantités de chaleur rayonnées par 1^{cq} de surface recouverte de noir de fumée à 0° et à 100°, toutes les expériences (de quelque manière qu'on les calcule) s'accordent très sensiblement à donner

$$I_{100} - I_0 = 1,$$

l'unité de temps étant la minute; mais, suivant que l'on adopte la loi de Dulong et Petit ou celle des quatrièmes puissances, on trouve

$$I_0 = 0,87 \quad \text{ou} \quad I_0 = 0,40,$$

et rien ne nous indique lequel des deux nombres on doit préférer.

J. Violle.

LECHER et PERNTER. — Ueber die absorption dunkler Wärmestrahlen in Gasen und Dämpfen (Sur l'absorption des rayons calorifiques obscurs par les gaz et les vapeurs); *Sitzungsberichte d. Akademie d. Wissenschaften in Wien*, t. LXXXII, p. 265; 1880.

LECHER. — Ueber die absorption der Sonnenstrahlung durch die Kohlensäure unserer Atmosphäre (Sur l'absorption des rayons solaires par l'acide carbonique de notre atmosphère); *Sitzungsberichte d. Akademie d. Wissenschaften in Wien*, t. LXXXII, p. 851; 1880.

L'appareil de MM. Lecher et Pernter consiste essentiellement en une cloche renversée, à la partie inférieure de laquelle est installée une pile thermo-électrique sans cônes ni réflecteurs quelconques; à la partie supérieure, une plaque de cuivre enfumée et pouvant être rapidement portée à 100° par un jet de vapeur sert de source de chaleur. La cloche est maintenue dans un bain à température constante. On y fait le vide, on provoque le rayonnement, on mesure la déviation galvanométrique. On introduit lentement le gaz ou la vapeur pris à la température même de la cloche, on fait agir la source calorifique, on lit la nouvelle déviation. On en conclut l'absorption exercée par la substance sous une épaisseur con-

nue. On obtient ainsi pour les gaz des nombres entièrement d'accord avec ceux de M. Tyndall ([1]). Pour les vapeurs, les résultats sont au contraire extrêmement différents. Ainsi, d'après les auteurs, la vapeur d'eau n'exercerait aucune action sensible sur les rayons émanant d'une source à 100°. Mais leur méthode n'est pas entièrement à l'abri des reproches qu'ils adressent longuement à M. Tyndall. Faut-il donc rejeter entièrement les conclusions de M. Tyndall et les résultats des mesures actinométriques, d'après lesquelles le coefficient d'absorption de la vapeur d'eau est encore 1900 fois celui de l'air ([2]), et, avec M. Lecher, placer dans l'acide carbonique de l'air ([3]) la cause principale de l'affaiblissement des rayons solaires traversant notre atmosphère? Sans vouloir discuter cette opinion, j'engage le lecteur à rapprocher du présent travail le Mémoire de M. Tyndall ([4]) relatif à l'action d'un rayon intermittent sur les milieux gazeux et les recherches de M. Röntgen ([5]) sur le même sujet.

J. Violle.

H. HELMHOLTZ. — Ueber Bewegungsströme am polarisirten Platina (Courants produits par le mouvement d'électrodes de platine polarisées); *Annalen der Physik und Chemie*, t. XI, p. 737; 1880.

L'objet de ce travail est d'étudier certains phénomènes causés par l'entrée et la sortie de l'hydrogène occlus par une électrode de platine et aussi par les variations de résistance résultant du transport des ions.

Méthode d'observation. — L'appareil, très complexe, réalise le diagramme suivant : un voltamètre est constitué par une électrode impolarisable et une électrode de platine; il est relié à une pile dont la force électromotrice E ([6]) peut avoir à volonté une

---

([1]) Tyndall, *Contributions to molecular Physics*. London, Longmann, 1872.

([2]) Violle, *Sur la radiation solaire*, p. 60. Paris, Gauthier-Villars; 1879.

([3]) Suivant M. Tyndall, l'acide carbonique, à la tension de 1^{atm}, exerce une absorption égale à 100 fois environ celle de l'air (Tyndall, *La chaleur*, édition française, p. 339 et 342; Paris, Gauthier-Villars, 1864).

([4]) Tyndall, *Nature*, 17 février 1881, ou *Journal de Physique*, t. X, p. 165 (1881).

([5]) Röntgen, *Berichte d. Oberh. Gesellschaft*, ou *Archives des Sciences physiques*, 3e série, t. V, p. 397 (1881).

([6]) L'unité de force électromotrice est environ $\frac{1}{1000}$ de daniell.

valeur quelconque comprise entre $+1^d$ et -1^d ; sur le circuit est intercalé un galvanomètre.

Phénomènes qui accompagnent l'entrée et la sortie de l'hydrogène occlus. — On fait $E = -1000$ et on laisse les choses en cet état de quatre à huit jours, pour éloigner tout l'hydrogène occlus par l'électrode A. Si l'on donne ensuite à E des valeurs comprises entre — 900 et 0, l'électrode se comporte assez exactement comme un condensateur : pour chaque diminution de la force électromotrice entre ces limites, il y a une courte variation négative du courant; pour chaque augmentation, une courte variation positive. Toutefois, il subsiste un très faible courant négatif, dû aux gaz dissous dans l'eau.

Si l'on donne à E des valeurs positives, les courants sont bien plus intenses et persistent des heures entières. Comme la force électromotrice est insuffisante pour décomposer l'eau, le surcroît d'énergie est dû à l'occlusion de l'hydrogène par le platine. Si l'on fait agir d'une manière passagère des forces électromotrices plus grandes, lors du retour à la force électromotrice antérieure, on observe, non un affaiblissement du premier courant, mais, après une courte déviation négative, un accroissement très marqué. Ce phénomène cesse lorsque le platine est saturé d'hydrogène.

Si l'on revient à des forces électromotrices négatives, on a des courants durables, très différents de ceux du commencement; ils sont dus à ce que l'hydrogène occlus vient se combiner avec l'oxygène : c'est pourquoi leur intensité est indépendante de la résistance. Cette dernière est considérablement modifiée par le transport des ions.

Influence de l'agitation de l'eau le long de surfaces de platine polarisées. — Il y a à distinguer le courant primaire et le courant d'agitation. Selon que l'électrode agitée est cathode ou anode de ce dernier, celui-ci est dit *cathodique* ou *anodique*.

1° Lors d'un fort courant primaire cathodique, le courant d'agitation est de même sens.

2° Lors de courants primaires anodiques ou cathodiques faibles, les courants d'agitation sont anodiques, sauf une exception.

3° La charge par l'hydrogène des couches superficielles du platine favorise en général le sens anodique.

4° Entre deux électrodes semblablement traitées, on a, en général, des courants d'agitation anodiques.

Les courants d'agitation ne peuvent provenir de l'accélération des modifications produites par la polarisation.

Sauf une complication due à des changements de résistance, une électrode riche en hydrogène donne des courants d'agitation cathodiques; une électrode médiocrement chargée, de forts courants anodiques; une électrode pauvre en hydrogène, de faibles courants anodiques.

Considérations théoriques. — M. Helmholtz part de deux hypothèses.

La première a été émise par lui en 1847 : Chaque substance possède un certain degré d'attraction pour chacune des électricités.

La seconde est la suivante : A chaque équivalent du cation est lié un équivalent d'électricité positive, à chaque équivalent de l'anion un équivalent d'électricité négative. Chaque distribution électrique est corrélative d'une distribution d'ions. Pour qu'un certain nombre d'ions positifs se séparent à l'état neutre et libre, il faut que la moitié d'entre eux cèdent leur $+E$ et prennent le $-E$ correspondant. De là une dépense d'énergie.

Si l'électrolyte est en contact avec deux électrodes reliées à une pile, il y a d'abord accumulation des ions sur les électrodes jusqu'à ce que la force électromotrice des couches doubles ainsi formées contre-balance celle de la pile; l'électricité qui s'écoule jusqu'à ce moment est la charge de *condensation*. L'appareil peut se décharger comme une bouteille de Leyde.

Deux causes peuvent faire disparaître la charge.

1° La séparation électrolytique des ions. Celle-ci a lieu lorsque la force électromotrice de la pile dépasse une limite déterminée par le travail à effectuer; des actions secondaires, physiques ou chimiques, peuvent modifier cette limite. Si les électrodes sont constituées par les ions eux-mêmes, le courant ne les modifiera pas : de là les piles constantes. Les gaz dissous peuvent agir comme dépolarisants : de là les courants de convection.

2° La seconde cause capable de détruire une couche électrique positive est l'occlusion de l'hydrogène. Celle-ci diminue le travail nécessaire pour décomposer l'eau.

La pénétration de l'hydrogène est une action très lente, comparable à l'échauffement par conductibilité. Les conditions de cette pénétration permettent d'expliquer l'effet, signalé plus haut, des courants passagers.

Quant aux courants d'agitation, les uns sont produits par l'éloignement de couches peu conductrices existant à la surface des électrodes, les autres peuvent s'expliquer comme les effets électrocapillaires résultant du contact de l'eau et du verre : le courant d'eau déplace les ions accumulés et en même temps leur charge électrique. La couche électrique peut ainsi augmenter assez d'épaisseur pour se décharger sur elle-même en mettant les ions en liberté : de là la production d'un nouveau courant.

L'explication précédente suppose que le platine soit faiblement positif vis-à-vis de l'eau acidulée.

Le sens des courants produits par l'agitation en dehors de tout courant primaire permet de trouver le signe de la différence électrique entre une électrode et un électrolyte.

R. Blondlot.

AUGUST WITKOWSKI. — Ueber den Verlauf der Polarisationströme (Sur la marche des courants de polarisation); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XI, p. 759; 1880.

Ce travail, exécuté dans le laboratoire de M. Helmholtz, se rapporte à la polarisation d'électrodes de platine dans de l'eau acidulée : la résistance du circuit a varié de 2000 à 4000 siemens, la force électromotrice polarisante de 0,1 à 2 daniells.

Pour expliquer les particularités présentées par les expériences, M. Witkowski considère, outre le rôle de condensateur attribué à une électrode, les phénomènes de diffusion de l'ion.

D'après M. Helmholtz, l'occlusion n'a lieu que si la force électromotrice atteint environ 1 daniell; or on obtient des courants continus même avec les plus faibles forces électromotrices : cela tient sans doute aux gaz dissous dans l'électrolyte.

L'auteur s'est proposé d'établir une formule qui représente, au moins approximativement, ces phénomènes compliqués, en tenant compte de la diffusion de l'hydrogène dans l'intérieur de l'électrode. Il admet que cette diffusion se fait suivant la loi de Fourier

et arrive ainsi à une équation entre le temps t et l'intensité i du courant, qui se réduit, pour des valeurs de t suffisamment grandes, à $i = \frac{\alpha}{\sqrt{t}} + \beta$; α se rapporte à la diffusion dans l'électrode et β à la convection. Cette formule est suffisamment d'accord avec l'expérience lorsque t est grand.

La quantité α s'est montrée, pour chaque électrode, indépendante de la résistance, comme on devait s'y attendre; toutefois elle varie d'une électrode à l'autre, ce qui dépend sans doute de l'état des surfaces.

Le courant de dépolarisation est représenté par la formule

$$i = \frac{\alpha}{\sqrt{t}} - \frac{\alpha}{\sqrt{t+\theta}},$$

où θ représente la durée du courant de polarisation.

Les considérations qui ont servi à établir les formules précédentes sont tout à fait inapplicables pour de faibles forces électromotrices, puisque dans ce cas, d'après M. Helmholtz, il n'y aurait pas occlusion. La formule s'applique cependant, ce qui semble indiquer que la convection suit elle-même la loi de Fourier; les valeurs de α sont même beaucoup plus régulières que dans le cas des forces électromotrices plus élevées, pour lesquelles la formule avait été établie.

II. L'effet Peltier peut être considéré comme l'analogue de la polarisation : comme elle, il diminue le courant primaire. Si l'on tient compte de la propagation de la chaleur par conduction, on arrive à deux formules identiques à celles qui ont été données plus haut. Ainsi l'effet Peltier est une véritable polarisation thermo-électrique.

R. BLONDLOT.

W. CHANDLER ROBERTS ET THOMAS WRIGHTSON. — Determination of the density of fluid bismuth by means of the oncosimeter (Détermination de la densité du bismuth fondu au moyen de l'oncosimètre); *Philosophical Magazine*, 5ᵉ série, t. XI, p. 295; 1881.

L'oncosimètre, imaginé par M. Wrightson (¹), se compose d'une

(¹) *Journ. iron and steel Inst.*, nº 11, p. 418; 1879.

boule du métal dont on veut étudier la densité à l'état fondu, ou d'un métal moins fusible; cette boule est suspendue à l'extrémité d'un ressort et immergée complètement dans le métal en fusion.

La différence positive ou négative entre son poids et la poussée qu'elle subit est accusée par l'allongement ou le raccourcissement du ressort, enregistré par un levier sur un tambour tournant. La valeur de cette différence au premier moment de l'immersion, avant que la boule ait eu le temps de s'échauffer, permet de calculer le poids spécifique du liquide, celui de la boule ayant été déterminé à froid, ainsi que son poids.

Si la boule ne fond pas, les variations de cette différence donnent les changements de volume que l'élévation de température lui fait éprouver.

Les auteurs ont trouvé ainsi :

Poids spécifique du bismuth fondu	10,055
» » à froid	9,82
Poids spécifique d'un fer (nº 4, Cleveland) en fusion	6,84
» » » à l'état pâteux	6,33
» » » à froid	6,95

Le fer doux donne les mêmes résultats.

H. Pellat.

R. BORNSTEIN. — **Neue Beobachtungen über den Einfluss der Bestrahlung auf den elektrischen Leitungswiderstand des Silbers (Nouvelles experiences sur l'influence du rayonnement sur la conductibilité électrique de l'argent); *Carl's Repertorium*, t. XVII, p. 164; 1881.**

L'auteur a repris par la méthode du pont de Wheatstone ses expériences antérieures [1] relatives à l'influence du rayonnement sur la conductibilité de l'argent. Deux des branches du pont sont formées des deux plaques à comparer, les deux autres de fil de maillechort; le courant est fourni par 1 élément Leclanché. Les plaques sont formées par une mince couche d'argent déposée chimiquement à la surface des plaques de verre.

L'auteur en a employé dix; leur dimension dans le sens du cou-

[1] *Habilitations Schrift.* Heidelberg, 1877.

rant était de $0^m,090$, leur largeur de $0^m,018$ à $0^m,024$. Les extrémités de ces plaques sont recouvertes de cuivre par la galvanoplastie et les fils de communication sont soudés sur le cuivre. La source lumineuse est une lampe de Breitenlohner, brûlant un mélange d'air et de vapeur d'alcool, et dont la flamme est colorée par une perle de soude; les rayons émis par cette lampe traversent une fente, un collimateur, un prisme au minimum de déviation et enfin tombent sur la plaque.

On mesure les résistances en éclairant alternativement l'une ou l'autre des plaques. Chaque expérience dure environ quinze minutes, et l'on constate que l'action de la lumière semble augmenter avec le temps; le maximum ne correspond jamais au commencement de l'expérience. Il y aurait même lieu de prolonger davantage l'action de la lumière et l'on se rendrait sans doute compte des résultats négatifs des expériences de M. Hansemann ([1]), qui éclairait ses plaques pendant une minute au plus.

L'appareil donne seulement le rapport des conductibilités et n'indique rien sur leurs variations absolues. Dans 226 expériences sur 245, le rapport de la conductibilité de la plaque éclairée à celle de l'autre plaque est plus grand que 1 et égal en moyenne à 1,000149.

Le sélénium n'est donc pas le seul corps dont la conductibilité augmente par l'éclairement; cette propriété appartient à l'argent et probablement aussi aux autres métaux. C. DAGUENET.

TH. CRAIG. — **On steady motion in an incompressible viscous fluid** (Sur le mouvement stationnaire dans un fluide visqueux et incompressible); *Phil. Magazine*, 5e série, t. X, p. 342; 1880.

Après avoir établi par une analyse très élégante les équations générales du mouvement, l'auteur applique à la généralisation d'un cas étudié par M. Butcher, dans les *Proceedings of the London mathematical Society*, une méthode de calcul due à Borckhardt (*Monatsberichte der Berliner Akademie*, 1873).

([1]) *Annalen der Physik und Chemie*, t. II, p. 550; 1877.

Il arrive ainsi à une solution partielle du mouvement du liquide autour d'une sphère solide immergée, mais sans pouvoir déterminer la forme même des lignes de courant ni la résistance opposée au mouvement de la sphère par le frottement du liquide.

A. Guébhard.

J. NORMAN LOCKYER. — On the iron lines widened in solar spots (Sur les lignes larges du fer dans les taches solaires); *Proceed. of the royal Society*, t. XXXI, p. 348; 1881.

Dans plusieurs taches solaires, parmi les lignes du fer, les unes apparurent contournées, ce qui est dû à un mouvement, tandis que les autres restaient droites. L'auteur en conclut que les constituants de nos éléments terrestres existent sous des formes indépendantes dans le Soleil. J. Macé de Lépinay.

SITZUNGSBERICHTE DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN CLASSE DER KAISERLICHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN WIEN (Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences de Vienne); 1880.

J. STEFAN. — Sur la force portante d'un aimant, p. 14.

On peut calculer cette force dans le cas où l'aimant et son contact forment un anneau circulaire.

Le maximum de la force correspond au cas où le moment magnétique de l'unité de volume de fer est tel que chaque centimètre carré des surfaces en contact porte 12450^{gr}.

On ne connaît pas d'une manière précise la relation qui existe entre la force portante et l'intensité du courant qui a servi à l'aimantation. Sa force croît plus rapidement que l'intensité jusqu'à ce qu'elle ait atteint le quart de la valeur maximum. Dans le voisinage de cette limite la force est à peu près proportionnelle à l'intensité.

La force a sa plus grande valeur lorsque le plan qui sépare l'aimant et le contact est diamétral. Les surfaces en contact croissent à mesure que leur plan s'éloigne du centre; la force diminue en sens inverse de ces surfaces.

Lorsque l'aimant et le contact forment une sphère, la force portante est à son maximum si la surface de séparation est diamétrale; elle est inverse de la quatrième puissance de la surface de contact.

V. VON LANG. — Remarques sur la théorie de la double réfraction de Cauchy, p. 56.

La théorie de Cauchy, qui convient très bien à l'explication du phénomène de la dispersion, est impuissante à expliquer les lois de la double réfraction, à moins qu'on ne la modifie comme l'indique l'auteur.

OBERMAYER. — Influence de la température sur le coefficient de diffusion des gaz. p. 91.

L'exposant qui caractérise la dépendance du coefficient de frottement intérieur des gaz et de la température absolue est $\frac{3}{4}$ pour les gaz permanents et à peu près 1 pour les gaz liquéfiables.

L'auteur, étendant les expériences de Loschmidt, trouve que l'exposant qui convient au coefficient de diffusion des gaz surpasse le précédent d'une unité.

FR. EXNER. — Théorie de l'expérience fondamentale de Volta, p. 102.

D'après l'auteur, les surfaces de contact de deux métaux hétérogènes ne seraient pas le siège d'une force électromotrice dans le sens que Volta donnait à cette expression. L'existence de couches d'oxydes superficielles suffirait pour expliquer tous les phénomènes.

REITLINGER ET WOEHLER. — Sur les anneaux colorés produits par l'électricité et leur changement de forme par un aimant, p. 116.

Les anneaux sont dus : 1° à l'érosion de la surface métallique par des particules métalliques fondues ou volatilisées, entraînées par le courant positif et seulement par lui ; 2° à une décomposition électrochimique de la vapeur d'eau répandue dans l'atmosphère entre la plaque et la pointe ; elle donne naissance aux anneaux de Priestley, Nobili, Grove, Riess ; ils se forment aux points où l'électricité positive sort de la plaque.

Les zones blanches signalées par Peterici appartiennent en propre à l'électricité négative. Dans les phénomènes de ce genre, on observe toujours un cercle d'érosion, au centre; des anneaux d'oxydes, des zones blanches et des cercles de poussière ou de condensation.

Sous l'influence d'un aimant, le disque central et les anneaux deviennent ovoïdes et s'allongent dans la direction équatoriale, comme le fait la lumière dans les tubes de Geissler.

A. WASSMUTH. — **De l'aimantation du fer à des températures élevées, p. 119.**

L'auteur reprend les expériences de G. Wiedemann et soumet des barreaux à des forces magnétisantes croissant entre les températures de 20° et de 138°. Il constate qu'à égalité de forces magnétiques l'aimantation est plus forte pour les températures les plus hautes. Le maximum d'aimantation est atteint plus tôt par les barreaux échauffés; l'accroissement du maximum de magnétisme dû à l'échauffement est d'environ 3 pour 100.

V. von LANG. — **Notes d'Optique, p. 127.**

Ces Notes se rapportent aux objets suivants :

1° Expérience sur la déformation de l'image d'un objet lorsqu'on fait servir des portions différentes de la lentille à donner les images des différents points de l'objet.

2° Expérience sur la réfraction de la lumière par une couche d'air chaud, prise à tort, suivant l'auteur, pour une réflexion totale par MM. Terquem et Trannin.

3° Perfectionnements apportés à la construction d'une loupe dichroscopique.

4° Valeurs des longueurs d'onde déduites de la comparaison de la théorie de Cauchy et des expériences de Fraünhofer.

BOLTZMANN. — **Sur la théorie de l'extension électrique ou électrostriction, p. 212.**

L'auteur calcule la force de dilatation d'un corps diélectrique compris entre deux enveloppes sphériques, concentriques, conductrices. La sphère intérieure est au potentiel P, l'extérieure communique avec le sol.

Il fait le même calcul pour un diélectrique compris entre deux surfaces cylindriques ayant même axe. Il trouve que, si la constante diélectrique est infinie, l'augmentation de l'unité de volume de la sphère est triple de l'augmentation de l'unité de longueur du cylindre.

HEPPERGER. — Sur certaines propriétés de l'électromètre capillaire, p. 256.

Il existe dans un électromètre capillaire, entre la force électromotrice e et la pression compensatrice c, la relation

$$c = \alpha e\left(\beta - e^{\frac{2}{3}}\right).$$

e est comprise entre 0 et $1^{d},1$.

α, constante à peu près proportionnelle à la hauteur du mercure dans le tube capillaire.

β, autre constante dépendant du degré de concentration de l'eau acidulée dans laquelle plonge le tube capillaire.

La valeur maximum de la force électromotrice est $e = \left(\frac{3\beta}{5}\right)^{\frac{1}{2}}$.

J. STEFAN. — Sur quelques expériences faites avec un inducteur magnéto-terrestre, p. 262.

L'inducteur est une bobine de $0^{m},011$ de long et $0^{m},056$ de diamètre, couverte de 80^{m} de fil. Elle communique avec le galvanomètre pendant la durée d'une demi-révolution.

On unit l'inducteur à un téléphone de manière à recueillir les courants inverses. Si la bobine fait 100 tours par seconde, la composante horizontale terrestre n'est pas en état d'exciter un son; on l'entend dans le téléphone de Siemens, dont l'aimant est en fer à cheval.

Si l'on double l'intensité du champ magnétique, on peut se servir du téléphone ordinaire.

Avec 220 tours, on entend un son simple, régulier, de 220 vibrations. La sensibilité du téléphone est plus petite avec un courant dont l'intensité subit des variations périodiques qu'avec des courants intermittents. Si le téléphone ne communique avec l'induc-

teur que pendant une fraction de tour, le son se réduit à un bruit de craquement accompagné de sons plus aigus.

E. GRIPON.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXIII. — Mai 1881.

PH. PLANTAMOUR. — *Des mouvements périodiques du sol accusés par des niveaux à bulle d'air*, p. 5.

J. RIBAN. — *Sur un nouvel eudiomètre*, p. 124.

AIMÉ WITZ. — *Du pouvoir refroidissant des gaz et des vapeurs*, p. 131.

5e série. — Tome XXIII. — Juin 1881.

M. BERTHELOT. — *Méthode pour mesurer la chaleur de combustion des gaz par détonation*, p. 160.

J.-B. BAILLE. — *Mesure des forces électromotrices des piles par la balance de torsion*, p. 269.

DE LA BASTIE. — *Sur la résistance à la flexion du verre trempé*, p. 286.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XI. — Juin 1881.

R.-T. GLAZEBROOK. — *Sur la théorie des tourbillons moléculaires pour l'explication de l'action électromagnétique*, p. 397.

H.-A. ROWLAND et E.-H. NICHOLS. — *Absorption électrique des cristaux*, p. 414.

R.-H. BOSANQUET. — *Battements des consonnances de la forme* $\frac{h}{1}$, p. 420.

A. TRIBE. — *Méthode électrochimique pour étudier un champ d'action électrolytique*, p. 446.

H.-W. WATSON et S.-H. BURBURY. — *Loi de force entre les courants électriques*, p. 451.

Capt. ABNEY et col. FESTING. — *Transmission des radiations de faible réfrangibilité à travers l'ébonite*, p. 466.

5e série. — Tome XI. — Juin. — Numéro supplémentaire.

E.-H. Cook. — *Existence de l'éther lumineux*, p. 477.

H.-M. Bosanquet. — *Battements des consonnances de la forme* $\frac{h}{1}$, p. 492.

Fr. Helmholtz. — *Note sur la vision stéréoscopique*, p. 507.

J.-H. Gladstone et A. Tribe. — *Note sur l'électrolyse thermique*, p. 508.

A. Graham Bell. — *Production du son par l'énergie radiante*, p. 510.

O.-J. Lodge. — *Action à distance et conservation de l'énergie*, p. 529.

J.-A. Wanklyn et W.-J. Cooper. — *Nouveaux appareils pour l'analyse gazeuse*, p. 534.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome XIII. — N° 6. — Année 1881.

P. Volkmann. — *Détermination du poids spécifique à 0° du mercure distillé. Résidus de dilatation du verre, leur influence perturbatrice*, p. 209.

A. Oberbeck. — *Recherches sur l'intensité du son*, p. 222.

E. Riecke. — *Quantité d'électricité fournie par une machine électrique à influence de seconde espèce : influence de l'humidité*, p. 255.

H.-R. Hertz. — *Distribution de l'électricité à la surface de conducteurs en mouvement*, p. 266.

V.-A. Julius. — *Sur les recherches de M. F. Exner relatives à l'expérience fondamentale de Volta*, p. 276.

J. Kuschel. — *Nombres relatifs au transport des ions pour les combinaisons du lithium et de l'acide carbonique*, p. 289.

H. Muraoka. — *Propriétés galvaniques du charbon*, p. 307.

C. Fromme. — *Remarques sur le Mémoire de M. Warburg* « Sur quelques actions de la force coërcitive magnétique », p. 318.

K. Schering. — *Intensité horizontale du magnétisme terrestre à Göttingue en 1880, ses variations séculaires*, p. 328.

A. Paalzow. — *Nouveau voluménomètre*, p. 332.

A. Paalzow et H.-W. Vogel. — *Sur le spectre de l'oxygène*, p. 336.

K. Vierordt. — *Photométrie des lignes de Fraunhofer* p. 338.

E. Lommel. — *Appareil à polarisation en platinocyanure de magnésium*, p. 347.

E. Lommel. — *Sur la loi de la dispersion*, p. 353.

A. Ritter. — *Recherches sur la hauteur de l'atmosphère et la constitution des astres gazeux*, p. 360.

E. Dorn. — *Sur la grandeur absolue des molécules gazeuses*, p. 378.

F. Nusen. — *Remarques sur le travail de M. Bessel-Hagen* « Sur une nouvelle forme de la pompe à mercure de Töpler », p. 383.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LA CAPACITÉ DE POLARISATION VOLTAIQUE;

PAR M. RENÉ BLONDLOT.

[SUITE (1)].

CHAPITRE PREMIER.

NOUVELLE MÉTHODE.

Il résulte de l'historique précédent qu'aucune des méthodes qui ont été employées jusqu'ici ne peut conduire à une mesure satisfaisante de la quantité d'électricité nécessaire pour communiquer par polarisation, à un voltamètre, une force électromotrice déterminée. C'est cette insuffisance qui m'a engagé à faire de nouvelles recherches à ce sujet. J'avertis d'avance que je me suis placé au point de vue purement expérimental, sans me préoccuper de la nature intrinsèque de la polarisation.

Avant tout, il est nécessaire de définir nettement le phénomène de la *dépolarisation spontanée*, lequel, comme je l'ai indiqué déjà au sujet des Mémoires de MM. Varley, Herwig et Colley, constitue la difficulté capitale de la question.

Imaginons un voltamètre qu'on vient de polariser ; enlevons les communications avec la pile et relions les électrodes aux bornes d'un électromètre (celui de Thomson, par exemple), de façon à obtenir la mesure de la force électromotrice de polarisation. Le fait important que nous observons alors, et sur lequel je veux insister ici, est que cette force électromotrice *diminue* à mesure que le temps s'accroît, ce que j'exprimerai en disant qu'il se produit une *dépolarisation spontanée*, une *dissipation de la polarisation*. On remarque, de plus, que la vitesse de dépolarisation est d'autant plus grande que la polarisation a elle-même une valeur plus élevée.

(1) Voir *Journal de Physique*, t. X, p. 277.

Le phénomène dont je viens de parler en explique un second, connu d'ailleurs depuis longtemps (Grove, Helmholtz) : c'est qu'il ne peut exister une compensation absolue d'une pile, quelque faible que soit sa force électromotrice, par un voltamètre. Si l'on suppose, en effet, que le voltamètre ait acquis à un certain moment une force électromotrice égale à celle de la pile, il la perdra aussitôt et le courant se rétablira. La polarisation ne peut être maintenue que par un afflux continu d'électricité destiné à la réparer, et cette réparation se traduit par un courant de faible intensité qui succède au courant de charge proprement dit.

Le phénomène de la dépolarisation spontanée du voltamètre isolé et celui du courant compensateur dans le système formé par une pile et un voltamètre sont ainsi établis et physiquement définis, sans que, d'ailleurs, j'aie émis aucune hypothèse sur la nature intime de la polarisation. J'ajouterai qu'on s'est assuré par de nombreuses expériences que chacune des électrodes a sa part dans les phénomènes que je viens de décrire [1]. Cela posé, je vais exposer la méthode qui m'a permis de déduire la charge vraie de la charge apparente, dépendant du temps et fournie par l'observation; en d'autres termes, de déterminer la plus petite quantité d'électricité nécessaire pour communiquer à un voltamètre une force électromotrice donnée.

Ma méthode repose tout entière sur l'étude détaillée du courant, de quelques centièmes de seconde de durée, qui se produit lorsqu'un

---

(1) Une image très nette de la dissipation spontanée de la polarisation nous est présentée par l'analogie hydrodynamique, si souvent employée par les électriciens : une électrode chargée est, dans cet ordre d'idées, comparable à un vase rempli dont le fond serait percé d'un petit trou. Ce vase se videra spontanément si on l'abandonne à lui-même : c'est la dépolarisation spontanée de l'électrode. De plus, le niveau du liquide baissera d'autant plus rapidement qu'il sera plus élevé, fait analogue à ce que nous avons remarqué au sujet de l'abaissement de la force électromotrice de polarisation. D'autre part, si l'on veut maintenir le niveau du liquide, il faudra ajouter continuellement de nouvelles portions de celui-ci, afin de réparer la dénivellation qui tend incessamment à se produire : comme parallèle, nous avons vu qu'il faut également un faible courant constant pour conserver à un voltamètre polarisé la force électromotrice qu'il a acquise.

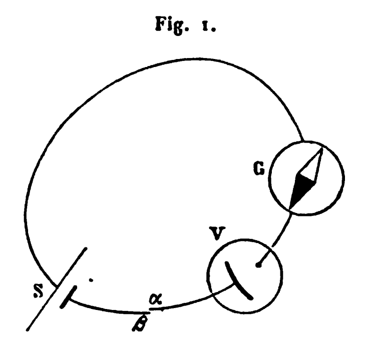
On voit que la correspondance des deux ordres de phénomènes est absolue et que l'image est d'une justesse parfaite.

On peut aussi comparer la dépolarisation spontanée au refroidissement d'un corps placé dans une enceinte moins chaude que lui.

voltamètre est mis en relation avec une pile de force électromotrice déterminée, insuffisante pour opérer l'électrolyse persistante. J'ai dû recourir, pour en étudier la marche, à un procédé spécial que je vais exposer.

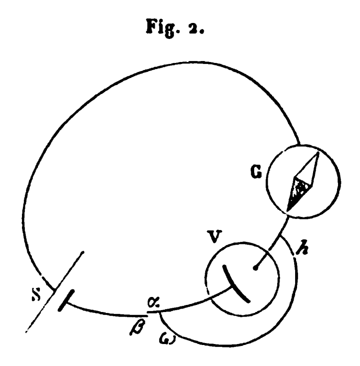
Le voltamètre V (*fig.* 1), la pile S (ayant une force électromo-

Fig. 1.



trice très faible) et un galvanomètre G étant installés sur un circuit unique, si ce circuit est fermé pendant un temps très court θ par le rapprochement des extrémités α et β du fil, il passera une certaine quantité d'électricité $q = \int_0^\theta i\,dt$, mesurée par l'impulsion du galvanomètre (t désigne le temps considéré comme variable).

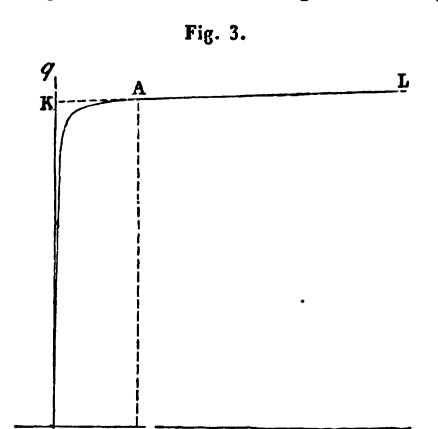
Fig. 2.



Dépolarisons maintenant le voltamètre en le fermant sur lui-même au moyen d'un fil court $h\omega$ (*fig.* 2), et recommençons l'expérience précédente avec une autre valeur de θ. En procédant ainsi pour des valeurs de θ croissant par degrés rapprochés,

nous pourrons construire une courbe ayant pour abscisses les temps t et pour ordonnées les quantités totales d'électricité q ayant traversé une section quelconque du circuit pendant les temps représentés par les abscisses. L'expérience établit que l'ordonnée de cette courbe (*fig.* 3) croît d'abord rapidement ; puis, le coefficient angulaire de la tangente, après avoir constamment diminué à partir de l'origine, atteint bientôt, dans son décroissement, une valeur limite très petite et qui ne change plus ; la courbe se compose, en conséquence, d'une portion réellement courbe oA, qui se raccorde avec une ligne droite AL faiblement inclinée.

Fig. 3.



Ce résultat expérimental impose lui-même son interprétation : la portion courbe où l'ordonnée croît rapidement correspond à la période de charge pendant laquelle la polarisation est variable ; la portion rectiligne à faible inclinaison correspond au régime du courant réparateur de la déperdition : c'est à partir du moment où elle commence que l'équilibre est sensiblement établi, car la constance de l'écoulement électrique prouve la constance de la somme algébrique des forces électromotrices du circuit, ce qui signifie que la polarisation n'augmente plus ([1]).

Il est utile de remarquer que, le courant étant devenu constant, il n'y a aucune force électromotrice provenant de l'induction de

([1]) L'intensité du courant de charge à un instant donné est égale au coefficient angulaire de la tangente à la courbe de la *fig.* 3. La courbe des intensités ainsi

celui-ci sur lui-même ; par conséquent, au delà du point A, origine de la partie rectiligne, on a simplement à tenir compte des forces électromotrices de la pile et du voltamètre.

La courbe de la *fig.* 3, que l'expérience nous a donnée, fournit une mesure de la *charge vraie* nécessaire pour communiquer au voltamètre une force électromotrice égale à celle de la pile.

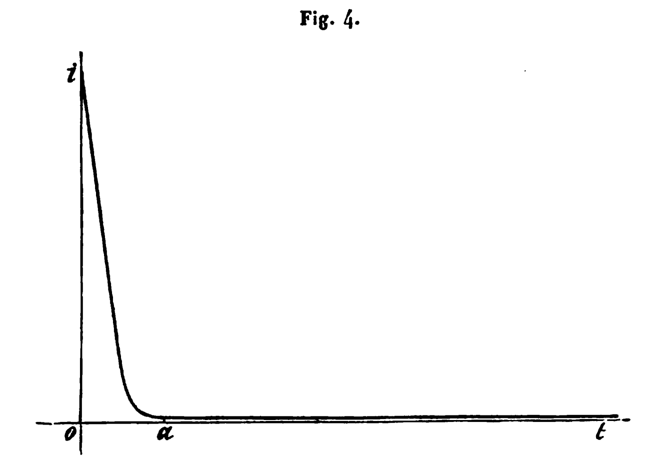
1° Dans un certain nombre de cas, l'inclinaison de la droite AL est négligeable ; par conséquent, la dissipation de la polarisation l'est aussi, et la valeur finale de l'ordonnée représente exactement la charge vraie.

2° Dans les cas où l'inclinaison de AL n'est pas négligeable, on a encore une valeur extrêmement approchée de la charge. On peut voir d'abord facilement qu'on possède deux limites de celle-ci, l'une inférieure, l'autre supérieure. Il est clair, en effet, que l'ordonnée $\overline{aA}$ du point A, à partir duquel la courbe devient rectiligne, représente la charge vraie, augmentée de la réparation de la déperdition pendant la durée de la charge : $\overline{oA}$ est donc une limite

---

obtenues est donnée par la *fig.* 4. L'ordonnée, après avoir diminué rapidement, at-

Fig. 4.



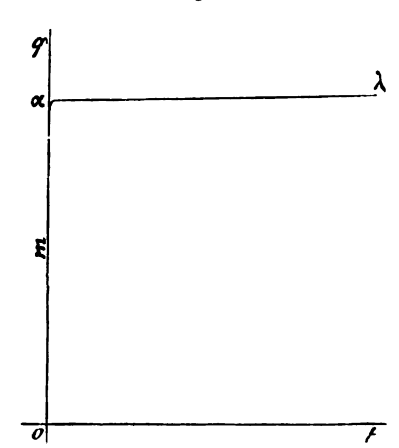
teint au temps $\overline{oa}$ une valeur très petite, qui reste constante : c'est l'intensité du courant réparateur de la déperdition.

Les aires de la courbe de la *fig.* 4 correspondent aux ordonnées de la courbe de la *fig.* 3.

supérieure de la charge. D'autre part, si nous prolongeons la droite AL jusqu'à l'axe des q, l'ordonnée à l'origine $\overline{oK}$ de cette droite est égale à $\overline{aA}$, moins la déperdition calculée au taux final, qui est le plus élevé dans l'intervalle de temps $\overline{oa}$; $\overline{oK}$ est donc égale à la charge vraie, plus la déperdition pendant la charge, moins une quantité plus grande que cette déperdition : c'est donc une limite inférieure de la charge. La différence de ces limites peut être réduite à un minimum, en diminuant autant qu'on le peut la résistance du circuit; le temps de la charge décroît en même temps et avec lui la déperdition correspondant au temps de la charge : les deux limites données par l'expérience se trouvent ainsi resserrées (¹).

J'ai réussi à aller plus loin encore et à démontrer que la longueur $\overline{oK}$ représente la charge vraie avec une approximation qui

Fig. 5.



n'est limitée que par les imperfections inhérentes à l'observation.

(¹) Si nous nous reportons à l'analogie hydrodynamique déjà signalée précédemment, nous voyons que la limite supérieure $\overline{aA}$ correspond à la quantité totale de liquide qu'il a fallu verser dans le vase percé pour élever le niveau à la hauteur donnée, et que, d'autre part, la limite inférieure $\overline{oK}$ représente la quantité d'eau précédente, diminuée de l'eau perdue, en calculant celle-ci d'après la vitesse finale de la déperdition.

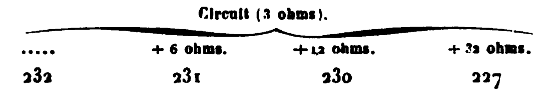
Si l'on détermine en effet la longueur $\overline{oK}$ comme il a été indiqué plus haut, puis qu'on intercale dans le circuit principal des résistances variables, égales à 1, 2, 3, ... fois la résistance primitive du circuit, on constate que la position du point K ne varie pas d'une manière appréciable. Or, si la résistance était extrêmement petite, la courbe $omAL$ se réduirait à deux portions rectilignes $om\alpha$ et $\alpha\lambda$ (*fig.* 5), et $\overline{o\alpha}$ représenterait exactement la charge vraie. Nous venons de voir que $\overline{oK}$ est sensiblement indépendant de la résistance : il en résulte donc que cette longueur ne diffère pas de $\overline{o\alpha}$ d'une quantité appréciable par l'expérience (¹).

(¹) Je donne ici un exemple pris au hasard (électrodes de platine dans une dissolution de potasse caustique).

La résistance totale du circuit était inférieure à 3 ohms :

	ohms	
Résistance du galvanomètre.....	= 2,03	
» du voltamètre........	< 0,17	(calculée par excès)
» de la pile et des fils..	< 0,7	»
Donc, résistance totale...	< 2,90	(en nombres ronds, 3 ohms)

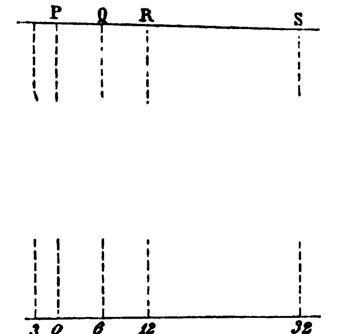
Les valeurs de $\overline{oK}$ ont été les suivantes :



Circuit (3 ohms).			
.....	+ 6 ohms.	+ 12 ohms.	+ 32 ohms.
232	231	230	227

Donc, en triplant la résistance, on a fait varier $\overline{oK}$ de $\frac{1}{116}$ de sa valeur; eu égard

Fig. 6.



aux erreurs expérimentales, une variation de cet ordre doit être négligée et l'on doit prendre 232 pour la valeur de la charge, avec une approximation qui ne dépend que

La méthode que je viens d'exposer fournit la valeur de la charge vraie pour une force électromotrice donnée : c'est tout ce qu'il est nécessaire de connaître pour l'étude de la capacité de polarisation.

Il me reste à expliquer comment j'ai pu étudier séparément la capacité de chacune des électrodes. J'ai employé à cet effet l'artifice déjà réalisé par M. Lippmann dans son électromètre capillaire; cet artifice consiste à donner à l'une des électrodes, A, une surface extrêmement grande par rapport à celle de l'autre, B : il résulte de cette disposition que la petite électrode B se polarise seule, attendu que la quantité d'électricité qui a suffi pour la charger ne polarise pas sensiblement la grande surface. De cette façon, on n'a à tenir compte pour le voltamètre, dans la condition d'équilibre des forces électromotrices, que de la polarisation de la petite électrode, la grande jouant uniquement le rôle de conducteur.

CHAPITRE II.

DESCRIPTION DES APPAREILS ET DES EXPÉRIENCES.

I. *Le pendule.* — L'organe destiné à régler la durée de la fermeture du circuit consiste en un pendule, dont la tige a $1^{m},70$ de longueur et dont la lentille pèse 7^{kg}. La lentille est accrochée avant chaque expérience, de façon que le pendule fasse avec la verticale un angle toujours le même; le pendule porte, en prolongement de l'axe de figure de la tige, une languette métallique

---

de l'exactitude des expériences. Une construction graphique peut suppléer au raisonnement précédent. Portons sur l'axe des abscisses (*fig.* 6), à partir d'un point quelconque, les longueurs o, 6, 12, 32, ..., représentant le nombre d'ohms introduits dans le circuit; en chacun des points élevons une ordonnée égale à la valeur de $\overline{oK}$ correspondante, ce qui forme la courbe PQRS....

La valeur $\overline{o\alpha}$ de $\overline{oK}$ pour une résistance infiniment petite du circuit est l'ordonnée de la courbe correspondant à un certain point de l'axe des abscisses, compris entre le point o et le point situé à la gauche de o à la distance 3. On voit sur la figure que, en raison de la faiblesse de l'inclinaison de la courbe dans le voisinage du point P, l'ordonnée cherchée ne peut différer de $\overline{oP}$ que d'une quantité pratiquement inappréciable. Le bénéfice d'une extrapolation plus complète serait illusoire.

flexible, qui, vers le moment où le pendule atteint la verticale, vient frotter contre un contact formé par une lame de laiton d'une largeur réglée à l'avance.

On conçoit que, si la languette est reliée électriquement à l'extrémité α du circuit (*voir* le diagramme de la *fig.* 1) et la lame à l'autre extrémité β, le courant passera pendant le temps employé par la languette à franchir la lame de contact. De là le moyen de régler à volonté la durée du courant; il suffit, à cet effet, de déterminer une fois pour toutes l'angle de départ et d'employer des largeurs de contact $0^m,01$; $0^m,02$; $0^m,03$; $0^m,04$; ...; les durées correspondantes des contacts seront entre elles dans les mêmes rapports, attendu que la vitesse du pendule peut être considérée comme constante dans le voisinage de son maximum, qui correspond à la position verticale ([1]). La valeur absolue des temps de contact est, du reste, indifférente.

J'ai découpé une feuille de laiton de façon à réunir sur cette feuille les différentes largeurs nécessaires, comme le représente la figure ci-jointe (*fig.* 7) ([2]). Cette feuille HK, que j'appellerai *feuille de polarisation*, est fixée sur une plaque d'ébonite horizontale, pouvant être déplacée dans son plan : on peut ainsi produire à volonté le glissement suivant l'une ou l'autre des horizontales X_1X_1, X_2X_2, X_3X_3, ..., et obtenir les durées de contact 1, 2, 3, ...

Comme je l'ai expliqué dans l'exposé de la méthode, il est nécessaire de remettre, immédiatement après une expérience, le voltamètre dans l'état primitif, autrement dit, de le dépolariser en le fermant sur lui-même après la rupture du circuit (*fig.* 2). Ce résultat a été obtenu en complétant l'appareil au moyen des pièces que je vais décrire.

Sur la plaque d'ébonite, en avant de la feuille de polarisation HK ([3]), est fixée une seconde feuille métallique MN, isolée de la première et à laquelle je donnerai le nom de *feuille de dépo-*

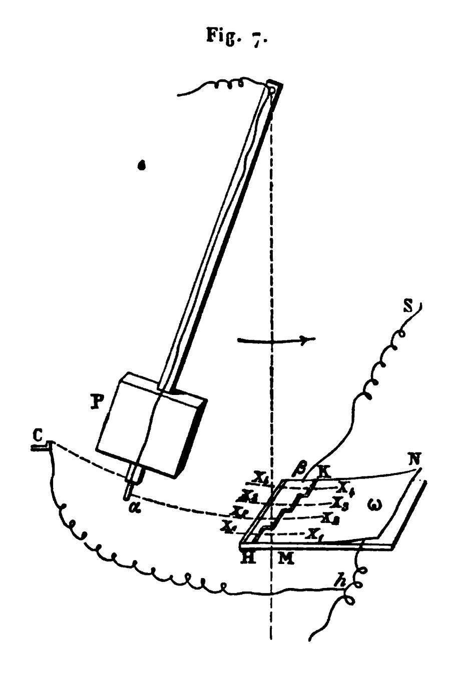
([1]) La courbure de la trajectoire est également négligeable, eu égard au peu de largeur des contacts et à la flexibilité de la languette.

([2]) Les lettres de cette figure correspondent à celles des *fig.* 2 et 3.

([3]) Les mots *en avant* et *en arrière* se rapportent ici au sens (indiqué sur la figure par une flèche) du mouvement du pendule lors de la première oscillation simple.

larisation; le bord postérieur de cette seconde feuille est découpé de façon à précéder de quelques millimètres (7 environ) le bord antérieur de la feuille de polarisation; la seconde feuille se prolonge en avant d'environ $0^m,15$, et communique électriquement avec celle des électrodes qui n'est pas reliée électriquement au

Fig. 7.



pendule (point h de la *fig.* 2). Enfin, le crochet C auquel est suspendue la lentille avant son départ est lui-même relié à la feuille de dépolarisation.

Il n'est pas inutile de faire remarquer que la plaque d'ébonite dépasse en arrière d'environ $0^m,01$ la feuille de polarisation, qui y est noyée : de cette façon le contact électrique commence régulièrement, la languette étant déjà pliée tangentiellement contre la plaque d'ébonite avant d'atteindre le métal.

Les largeurs de contact étaient, dans mon appareil, $0^m,010$; $0^m,015$; $0^m,020$; $0^m,025$; $0^m,030$; $0^m,035$; $0^m,045$; $0^m,055$; $0^m,065$; la hauteur de la chute du centre de gravité du pendule était $0^m,06$.

Cela posé, voici les effets successifs qui se produisent lors de la première oscillation.

Jusqu'au moment de l'expérience, le pendule étant accroché, le voltamètre est fermé sur lui-même.

Lorsque le pendule est lâché, la communication fermant le voltamètre sur lui-même se trouve rompue, et le circuit principal reste également ouvert, jusqu'à ce que la languette atteigne la feuille métallique des contacts ;

A ce moment, le circuit principal est fermé pendant le temps déterminé par la longueur choisie sur la feuille des contacts (ou de polarisation) HK : *la charge se produit.*

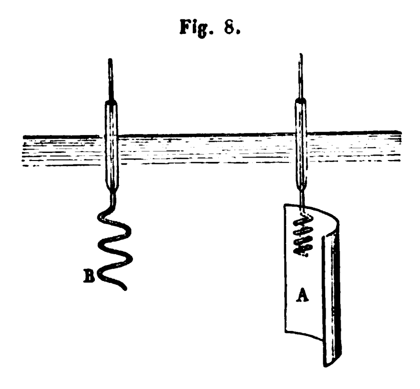
Puis la languette arrive sur la feuille de dépolarisation MN, avec laquelle elle reste en contact indéfini.

On peut alors accrocher de nouveau le pendule et procéder à une autre expérience.

J'ai supposé jusqu'ici que le mouvement du pendule était arrêté une fois qu'il avait atteint la plaque de dépolarisation. Cette condition aurait pu être réalisée effectivement ; j'ai trouvé plus simple d'installer un commutateur particulier, renversé au dernier moment par le pendule, et moyennant lequel celui-ci peut continuer à osciller sans agir ultérieurement sur les communications électriques. Je supprime la description de ces dispositions, d'un intérêt purement technique.

II. *Le voltamètre.* — L'une des électrodes est, comme je l'ai

Fig. 8.



expliqué, très grande relativement à l'autre. La petite électrode, B, est constituée par un fil métallique, scellé par en haut dans un tube de cristal (*fig.* 8). L'électrode plonge dans le liquide de façon

que celui-ci baigne le tube de cristal : cette disposition a pour but de délimiter d'une manière absolue la surface soumise à la polarisation. Le fil est replié, afin d'occuper moins de place.

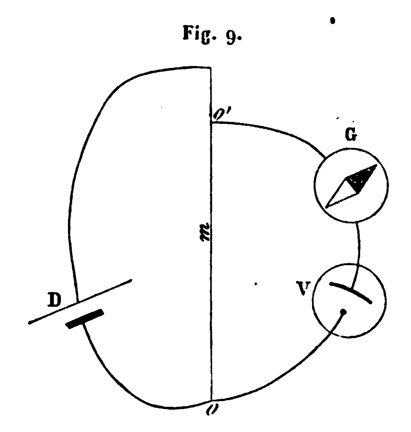
La grande électrode, A, est formée par une feuille du même métal. A cette feuille est lié, sans soudure aucune, un fil formé également du métal des électrodes et scellé dans un tube de cristal. Ce dernier plongeant dans l'électrolyte, l'électrode est constamment immergée dans sa totalité.

J'indiquerai quelques dispositions particulières, ainsi que les conditions chimiques des électrodes et de l'électrolyte, lorsque je décrirai les expériences effectuées sur les différents corps.

Le voltamètre est relié au reste du circuit par un commutateur permettant d'intervertir à volonté les électrodes.

III. *La pile, la dérivation et la force électromotrice.* — Dans la description générale de la méthode, j'ai supposé l'usage d'une pile pouvant posséder toutes les forces électromotrices possibles, depuis 0 volt jusqu'à environ 1 volt. Une pile thermo-électrique pouvait remplir ce but ; j'ai préféré faire usage d'une dérivation établie

Fig. 9.



sur le circuit d'un élément à sulfate de cuivre. Il est aisé de voir que, dans le cas présent, ce système de dérivation équivaut entièrement à l'emploi d'une force électromotrice produite par une pile à circuit simple.

Soient, en effet (*fig.* 9), o et o' les *nœuds* de la dérivation; soit R la résistance de la portion de circuit oDo', y compris la pile D,

dont nous désignerons également par D la force électromotrice; soit P la force électromotrice communiquée par la polarisation au voltamètre.

La condition pour qu'aucun courant ne circule dans le galvanomètre se déduit immédiatement de la loi d'Ohm et s'exprime, comme on sait, par l'équation

$$P = \frac{r}{R+r} D,$$

c'est-à-dire qu'il faut que la force électromotrice du voltamètre soit une fraction de la force électromotrice de la pile, mesurée par le rapport de la résistance du segment omo' à la résistance du circuit total $Do'mo$.

Il résulte de là que les choses se passent comme si l'on avait sur un circuit unique le voltamètre, le galvanomètre et une pile dont la force électromotrice serait réduite dans le rapport indiqué. Pour obtenir une force électromotrice différente, il suffit de changer le rapport $\frac{r}{R+r}$. A cet effet, l'un des nœuds o' a été disposé de manière à pouvoir être déplacé sur un rhéocorde, comme le représente la *fig.* 9; lors du déplacement, $R + r$ ne change pas, et r seul est variable. J'ai organisé l'appareil de manière à donner facilement au rapport $\frac{r}{R+r}$ une valeur choisie à volonté.

Afin de diminuer la résistance du circuit, j'ai employé un élément à sulfate de cuivre ayant une très grande surface, l'élément à forme plate et placé dans une auge carrée, mis en usage par sir W. Thomson.

IV. *Le galvanomètre.* — J'ai fait usage d'un galvanomètre à deux aiguilles astatiques et à fil gros et court (résistance, $2^{\text{ohms}},03$); la lecture se faisait par réflexion. Un aimant fixe, constitué par un puissant faisceau magnétique placé à une grande distance (¹), compensait le magnétisme terrestre.

V. *Marche d'une expérience.* — La plaque d'ébonite ayant été

(¹) Installation recommandée par M. du Boys-Reymond (*Wied. Galv.; Nachträge*).

placée de façon que la feuille HK présente au passage de la languette la largeur qu'on a choisie, et le poids étant accroché, l'observateur place l'œil à la lunette du galvanomètre; il tient en même temps en main l'extrémité d'un ruban attaché, d'autre part, au crochet qui maintient le pendule soulevé. Une fois l'aiguille arrivée au repos, l'expérimentateur tire le ruban et décroche ainsi la lentille; aussitôt il voit passer devant le réticule les divisions de la règle : il note la division extrême ayant atteint le réticule.

Comme je me suis toujours servi de très petits angles (2° ou 3° au plus), le nombre donné par l'expérience pouvait être employé sans réduction aucune. On sait en effet que, si une certaine quantité d'électricité produit par son passage instantané dans un galvanomètre un angle d'impulsion φ, cette quantité d'électricité est mesurée par $K.2\sin\frac{\varphi}{2}$ (K étant une constante dépendant de l'instrument). D'autre part, dans la méthode par réflexion, on mesure $K'\,\mathrm{tang}\,2\varphi$ (K' étant également une constante instrumentale). L'angle φ est ici très petit, et l'on peut remplacer $\sin\frac{\varphi}{2}$ par $\frac{\varphi}{2}$ et $\mathrm{tang}\,2\varphi$ par 2φ : on obtient ainsi pour la première expression $K\varphi$ et pour la seconde $K'\varphi$. Les indications immédiates de l'instrument sont donc proportionnelles aux mesures vraies ([1]).

L'influence de l'amortissement (Dämpfung) sur les amplitudes d'impulsion est de les réduire toutes dans le même rapport. C'est ce qui résulte du calcul fondé sur ce fait, que la force retardatrice, provenant tant de la résistance de l'air que des phénomènes d'induction, est à chaque instant proportionnelle à la vitesse angulaire ([2]). On n'a donc à tenir aucun compte de l'amortissement

([1]) L'erreur provenant de la substitution est insensible, comme je m'en suis rendu compte en calculant la correction au moyen de la formule connue (KOHLRAUSCH, *Leitfaden der praktischen Physik*) :

$$\sin\frac{\varphi}{2}=\frac{n}{4r}\left[1-\frac{11}{2}\left(\frac{n}{4r}\right)^2\right],$$

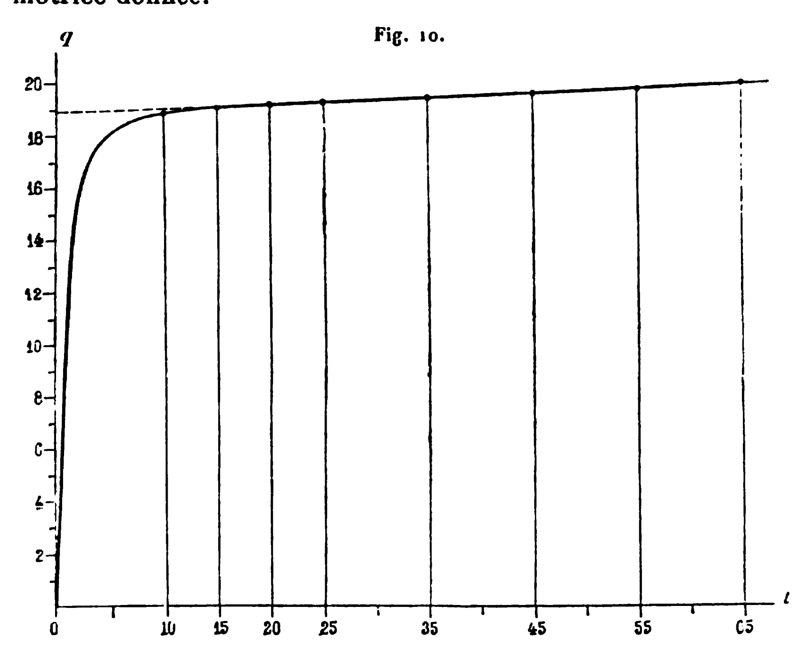
où r représente la distance de la règle au miroir et n le nombre des divisions observées dans la lunette, mesurées avec la même unité.

([2]) *Voir* WEBER, *Galvan. Maassbestimmungen*, et WÜLLNER, *Experim. Physik.*

tant qu'il s'agit de mesures relatives. Je montrerai plus loin qu'on n'a pas non plus à en tenir compte pour les mesures absolues, en employant la méthode que je décrirai.

VI. *Exemple du calcul complet relatif à une détermination.* — Je termine ce Chapitre par un exemple, pris au hasard, d'une détermination de la charge vraie correspondant à une force électromotrice donnée.

Fig. 10.



Électrodes de platine dans la potasse caustique; polarisation positive.

Temps t (unités arbitraires).	Quantités d'électricité q (moyennes de 4 observations).
10	18,8
15	19,05
20	19,2
25	19,22
35	19,475
45	19,67
55	19,8
65	20,01

La courbe représentative est reproduite ci-contre (*fig.* 10).

La méthode des moindres carrés, appliquée au calcul de l'équation de la droite déterminée avec le plus de probabilité par les quatre derniers points, donne pour cette équation

$$q = 18,8587 + 0,017852\,t.$$

Le Tableau suivant présente la comparaison des nombres déduits de cette équation avec les nombres donnés par l'expérience:

Temps t.	Calculé.	Observé.	Différences.	Erreurs relatives environ.
35	19,48352	19,475	0,00852	+ 0,0004
45	19,66204	19,67	0,00796	— 0,0004
55	19,84056	19,85	0,00944	— 0,00047
65	20,01908	20,01	0,00908	+ 0,00045

On voit que les différences entre les nombres calculés et les nombres observés sont extrêmement petites. On peut donc prendre pour la charge vraie le nombre 18, 8587, dont les trois premiers chiffres au moins sont exacts.

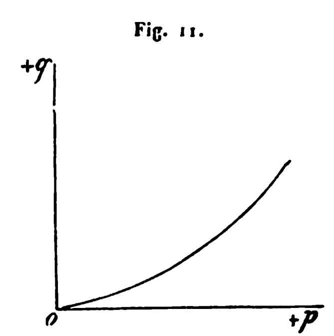
CHAPITRE III.

APPLICATIONS DE LA MÉTHODE PRÉCÉDENTE; LOIS DE LA CAPACITÉ DE POLARISATION.

I. *Le rapport de la charge à la polarisation dépend de la force électromotrice. — Définition de la capacité pour une force électromotrice donnée.* — La première application de la méthode précédemment exposée a été de rechercher s'il existait une capacité constante, c'est-à-dire un rapport constant entre la charge et la force électromotrice de polarisation. Pour résoudre cette question, j'ai ajusté la dérivation de façon à produire successivement différentes forces électromotrices déterminées. Puis, après avoir mesuré la charge vraie correspondant à chacune des forces électromotrices, j'ai construit une courbe ayant pour abscisses les forces électromotrices de polarisation p et pour ordonnées les charges q correspondantes.

Voici le résultat des expériences pour des électrodes en platine plongeant dans de l'eau acidulée par l'acide sulfurique. La petite électrode étant soumise à la polarisation positive (par l'oxygène, d'après la dénomination usuelle), la courbe, d'abord presque rectiligne, acquiert bientôt une courbure de plus en plus marquée et dont la concavité est tournée vers les ordonnées positives (*fig.* 11). Il n'y

Fig. 11.



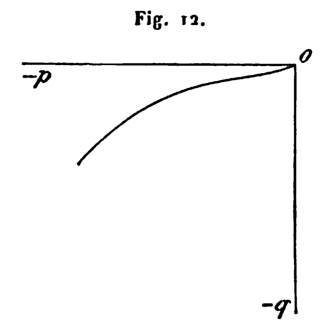
a donc pas proportionnalité entre les charges et les forces électromotrices de polarisation, car alors le phénomène eût été représenté par une ligne droite. Nous devons en conséquence généraliser la notion de capacité, comme les physiciens ont déjà généralisé celles de vitesse, de coefficient de dilatation, de chaleur spécifique, etc. J'appellerai *capacité de polarisation pour une force électromotrice donnée* la limite du rapport de l'accroissement Δq de la charge à l'accroissement Δp de la force électromotrice de polarisation, lorsque ce dernier tend vers zéro (¹); cette limite est égale à la dérivée de q par rapport à p, q'_p ou $\frac{dq}{dp}$, et est représentée par le coefficient angulaire de la tangente à la courbe des charges.

D'après la forme de la courbe pour le cas considéré ci-dessus, la capacité ainsi définie croît lorsque p prend des valeurs croissantes, lentement d'abord, et ensuite de plus en plus rapidement. Je donnerai en particulier à la valeur de la capacité qui correspond à $p = 0$ le nom de *capacité initiale :* elle est égale au coefficient angulaire de la tangente à l'origine à la courbe des charges.

(¹) La polarisation p est la différence entre la force électromotrice totale e et la force électromotrice avant la polarisation; il suit de là que $\Delta e = \Delta p$ et $de = dp$.

Si l'on renverse les communications du voltamètre de façon que la polarisation de la petite électrode soit négative (polarisation par l'hydrogène), on observe un résultat analogue au précédent. Pour nous conformer aux conventions établies, nous devons, dans ce cas, porter les forces électromotrices de polarisation vers la gauche et les quantités d'électricité vers le bas, puisque les unes et les autres sont négatives. La concavité de la courbe, d'abord dirigée vers le haut, est ensuite tournée vers le bas (*fig.* 12). Il y

Fig. 12.



a également à considérer une capacité initiale, définie comme dans l'autre cas.

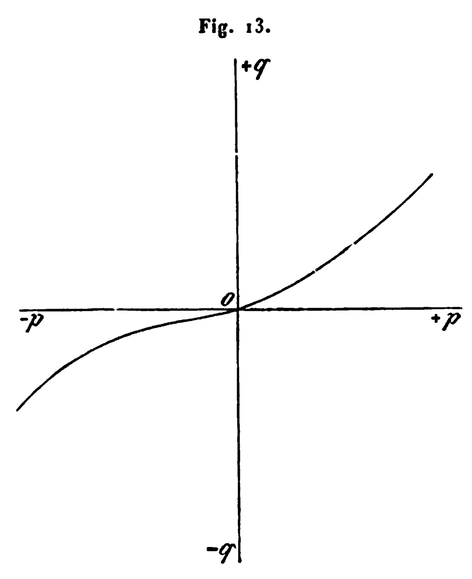
Les expériences précédentes ont été étendues en changeant la nature de l'électrolyte et celle des électrodes; la forme des courbes n'a pas toujours été la même que pour le platine dans l'eau acidulée, mais en aucun cas je n'ai obtenu une ligne droite. J'aurai à revenir sur la marche des courbes de charge; je passe pour le moment à l'exposition d'un résultat important qui s'est présenté immédiatement.

II. Loi : *La capacité initiale est indépendante du sens de la polarisation.* — Après avoir déterminé pour une électrode et un électrolyte donnés les deux courbes de charge correspondant aux deux sens de la polarisation, il était naturel de rapprocher ces deux courbes en les rapportant aux mêmes axes coordonnés. Ce rapprochement a mis immédiatement en évidence un fait remarquable, à savoir que les deux courbes se raccordent parfaitement à l'origine : la direction de la tangente en ce point est la même pour les deux courbes qui viennent y aboutir (*fig.* 13).

Ce fait est équivalent à la loi suivante :

Loi : *La capacité initiale est indépendante du sens de la polarisation.* — La polarisation doit, par conséquent, être considérée comme un phénomène continu, susceptible de faire varier dans un sens ou dans l'autre la force électromotrice existant normalement entre l'électrode et l'électrolyte.

Fig. 13.



Il suffisait, pour la vérification de cette loi, que les charges nécessaires pour produire deux polarisations très petites, égales et de signes contraires, fussent elles-mêmes égales en valeur absolue. Voici un exemple, pris au hasard, se rapportant au cas déjà cité d'électrodes de platine dans la potasse caustique. La charge positive pour une certaine polarisation très petite a été 18,85 (*voir* à la fin du Chapitre II), et la charge négative correspondant à la polarisation négative égale en valeur absolue à 18,89. L'égalité de ces deux nombres est aussi complète qu'on pouvait l'espérer. J'ai, du reste, vérifié la loi par un grand nombre d'électrolytes, en employant successivement de l'acide sulfurique, de l'acide chlorhydrique, de l'acide nitrique, concentrés ou étendus; des dissolutions de soude, de potasse, de chlorure de sodium, de sulfate de soude, d'iodure de potassium, de chlorhydrate d'ammo-

niaque, de sulfate de cuivre, de sulfate de zinc, de chlorure de nickel; de l'acide sulfurique étendu, additionné d'acide chromique ou de permanganate de potasse, etc.

Tous ces liquides, pris au hasard parmi les composés chimiques, obéissent à la loi de l'égalité des deux capacités initiales.

J'ai aussi fait varier la nature des électrodes; tous les métaux sur lesquels j'ai expérimenté m'ont donné le même résultat : l'or, l'argent, le platine, le mercure, etc. La loi est donc générale ([1]).

Voici comment j'ai opéré avec le mercure, dont la forme liquide exigeait une disposition particulière du voltamètre. Je me suis servi d'une cuve à photographie en porcelaine, dans laquelle j'ai versé, de manière à en couvrir le fond, du mercure constituant la grande électrode; j'ai achevé de remplir la cuve avec de l'eau acidulée (ou tout autre électrolyte). Dans le mercure plongeait un fil de platine, garanti, par un tube de verre, du contact de l'eau acidulée et destiné à établir les communications. Pour former la petite électrode, j'ai tendu sur un anneau de verre aa', placé horizontalement dans le liquide, et du diamètre de $0^m,03$ environ, une membrane de papier parchemin; sur cette espèce de tambour, était versée une goutte de mercure, maintenue au centre par la dépression de la membrane et par un anneau concentrique en liège. Un fil de platine, disposé comme celui de la grande électrode, servait à établir les communications. La *fig.* 14 montre la disposition de l'ensemble et du support assurant la fixité des différentes parties de l'appareil.

La forme de la courbe qui représente la charge en fonction de la force électromotrice, pour des électrodes en platine dans l'eau acidulée par l'acide sulfurique, implique nécessairement l'existence

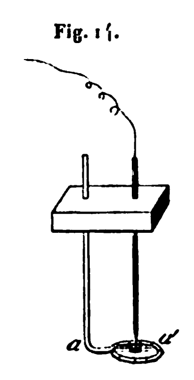
---

([1]) La loi de l'égalité des capacités initiales pour les deux sens de la polarisation a été publiée par moi, pour la première fois, dans une Note présentée à l'Académie des Sciences de Paris, le 21 juillet 1879, et insérée aux *Comptes rendus* à cette date.

Près d'un an plus tard (en juin 1880), M. Bartoli fait paraître dans le *Nuovo Cimento* un Mémoire [*Le leggi delle polarità galvaniche* (*Nuovo Cimento*, juin 1880)], dans lequel il donne cette loi comme nouvelle. Il la considère comme vraie, non seulement pour des polarisations infiniment petites, mais aussi pour des polarisations finies. Les expériences de M. Bartoli lui même montrent que cette extension est inexacte *en général;* les miennes le prouvent aussi, comme on l'a vu. La loi doit donc conserver l'énoncé que je lui ai donné. On trouvera l'analyse complète du Mémoire de M. Bartoli dans le *Journal de Physique*, t. X, p. 218; 1881.

d'un point d'inflexion indiquant un minimum de la capacité élémentaire. Comme on peut le prévoir, l'abscisse correspondante ne peut être déterminée bien exactement sur la courbe expérimentale; toutefois on peut affirmer qu'elle est négative. Le point cherché serait le point le plus bas de la courbe ayant pour abscisses les forces

Fig. 14.



électromotrices et pour ordonnées les capacités élémentaires correspondantes.

III. *Faits relatifs à la déperdition.* — Le coefficient angulaire de l'asymptote à la courbe des charges représentant le courant de déperdition, l'étude de la déperdition s'est trouvée réalisée en même temps que celle de la capacité. Voici quelques observations que j'ai faites à ce sujet.

La vitesse de déperdition s'est montrée très variable, selon la nature des électrodes et de l'électrolyte; elle est même en général différente pour les deux sens de la polarisation. Cette dissemblance est, par exemple, très marquée pour des électrodes de mercure dans l'eau acidulée par l'acide sulfurique : la déperdition, très faible pour la polarisation négative (par l'hydrogène), est, au contraire, énorme pour la polarisation positive (par l'oxygène) (¹).

L'expérience m'a conduit à formuler la règle suivante : *La vitesse de déperdition est d'autant plus grande que la force électromo-*

(¹) M. du Moncel avait déjà remarqué la dépolarisation rapide du mercure polarisé par l'oxygène (*Wiedemann Galv. Nachträge*, 52).

trice qui serait nécessaire pour produire l'électrolyse persistante est elle-même plus faible. Par exemple, dans le cas du mercure, lors de la polarisation positive (par l'oxygène), une force électromotrice de très peu supérieure à celle que j'employais pour effectuer la mesure de la capacité aurait suffi pour produire la décomposition de l'eau et l'oxydation du mercure : de là une déperdition énorme. Lors de la polarisation négative, au contraire, il faudrait, d'après M. Raoult, $1^{d},09$, c'est-à-dire une force électromotrice considérable, pour amener l'électrolyse : de là une déperdition très faible.

Ce qui précède montre de quelle importance est la déperdition relativement à la mesure de la capacité de polarisation et justifie la critique sévère que j'ai faite, au commencement de ce travail, des recherches où l'on n'en a point tenu compte et de celles où l'on n'en a tenu qu'un compte inexact.

IV. *Capacité d'un métal plongé dans différents électrolytes.* — Loi : *La capacité d'une électrode est indépendante de la nature de l'électrolyte et dépend de la force électromotrice seulement.* — J'ai dit, au commencement de ce Chapitre, que, en employant différents électrolytes et des électrodes de différentes natures, la forme de la courbe qui représente la charge en fonction de la force électromotrice n'a pas toujours été celle que j'ai indiquée pour le cas d'électrodes de platine dans de l'eau acidulée par l'acide sulfurique.

Je vais exposer en détail ce que l'expérience m'a appris sur ce sujet.

Mes expériences ont porté d'abord sur des électrodes en platine, toujours les mêmes, plongées successivement dans différents électrolytes.

Voici un Tableau de capacités initiales pour la même électrode :

	Platine.
Eau acidulée par l'acide sulfurique (¹)	1,00
Dissolution de sulfate de soude	0,96
» de sulfate de zinc	1,00

(¹) Cette capacité est prise pour unité.

	Platine.
Dissolution de sulfate de cuivre	1,00
» de chlorure de sodium	1,00
» de chlorure de nickel	1,10
» de nitrate de cuivre	1,01
» d'iodure de potassium	1,00
Eau acidulée par l'acide sulfurique, $+\frac{2}{10000}$ d'acide chromique	1,33
» par l'acide sulfurique, $+\frac{2}{10000}$ de permanganate de potasse	1,28
Dissolution de soude	1,50
» de potasse	1,50
Eau acidulée par l'acide chlorhydrique	0,75
Acide chlorhydrique concentré	1,19

Des nombres du Tableau précédent ressortent deux remarques importantes. Premièrement, on voit que, d'une part, des liquides chimiquement très différents ont donné des capacités initiales presque égales entre elles, tandis que, d'autre part, l'addition de quelques dix-millièmes d'acide chromique ou d'acide permanganique a suffi pour changer extrêmement la valeur de la capacité initiale. En second lieu, les liquides pour lesquels la capacité initiale a des valeurs très différentes sont aussi ceux pour lesquels la force électromotrice diffère beaucoup : on sait, par exemple, qu'une trace d'acide chromique ou de permanganate de potasse suffit pour modifier considérablement la force électromotrice entre le platine et l'eau acidulée.

Puisque la capacité initiale pour chaque électrolyte correspond à la force électromotrice normale entre l'électrode et le liquide, laquelle est spécifique pour chaque surface métal-électrolyte, il m'a paru rationnel de comparer entre elles, non les capacités initiales, mais les capacités correspondant à une force électromotrice déterminée. J'ai été conduit ainsi à découvrir la loi générale suivante :

Loi : *Pour une force électromotrice donnée, la capacité élémentaire d'une électrode est indépendante de la nature de l'électrolyte.*

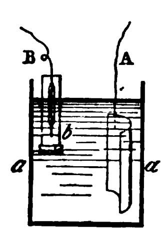
En d'autres termes, la capacité d'une électrode est fonction de la force électromotrice seulement.

Une première vérification a porté sur deux liquides donnant des capacités initiales très différentes : d'une part, l'eau acidulée au

sixième en volume par l'acide sulfurique (capacité initiale, 1); d'autre part, le même liquide additionné de $\frac{2}{10000}$ d'acide chromique (capacité initiale, 1,33). Si la loi énoncée plus haut est vraie, il faut que, si l'on mesure dans le second liquide, non plus la capacité initiale, mais bien la capacité élémentaire correspondant à la force électromotrice existant normalement entre le platine et l'eau acidulée pure, on retrouve le nombre obtenu avec le premier liquide.

Voici comment j'ai fait cette vérification : un diaphragme de papier parchemin *bb* est placé dans un vase de verre *aa*; l'un et l'autre sont remplis d'eau acidulée pure; la petite électrode B est dans le diaphragme, la grande A dans le vase extérieur (*fig.* 15).

Fig. 15.



On mesure la capacité initiale, autrement dit la capacité élémentaire correspondant à la force électromotrice normale entre le platine et l'eau acidulée pure; dans la première de mes expériences, ce nombre était égal à 93,5.

Cette mesure terminée, on ajoute dans le diaphragme une solution d'acide chromique, de façon que le liquide qui y est renfermé en contienne environ $\frac{2}{10000}$.

Si l'on se reporte à la méthode qui sert à mesurer la capacité, on verra que, hors le moment même de la mesure, le voltamètre est constamment fermé sur lui-même. On a ainsi le circuit suivant:

Platine (de la grande électrode).
Eau acidulée pure.
Eau acidulée plus acide chromique.
Platine (de la petite électrode).

Le courant qui a pris naissance au moment de la fermeture de ce circuit s'éteint au bout d'un certain temps et l'équilibre s'éta-

blit. A ce moment, la somme des forces électromotrices du circuit est nulle; or la différence électrique entre les deux liquides de l'expérience est, comme on sait, extrêmement faible : il faut donc que les deux forces électromotrices platine-liquide soient égales. Il est clair, d'ailleurs, que la grande électrode n'a pas pu se polariser sensiblement, lors du passage de la quantité d'électricité qui a suffi à polariser la petite électrode. En résumé, on a changé la nature chimique de liquide autour de la petite électrode sans changer la force électromotrice de l'une ni de l'autre.

D'après la loi présumée, la capacité doit être restée la même que lorsqu'il n'y avait dans l'appareil que de l'eau acidulée pure, c'est-à-dire qu'elle devrait avoir pour valeur 93,5 : l'expérience a donné 94,0. L'erreur relative, qui excède à peine $\frac{1}{200}$, est au-dessous de celles qu'on ne peut éviter dans ce genre de mesure, et la loi est vérifiée avec toute l'exactitude possible.

Si maintenant on ajoute de l'acide chromique dans le vase extérieur, de manière à rendre le liquide identique à celui du diaphragme, on trouve le nombre 124,8, lequel correspond à la différence électrique normale entre le platine et l'eau acidulée additionnée d'acide chromique : on voit ainsi que l'égalité des deux premières capacités tenait bien à ce qu'elles correspondaient à la même force électromotrice.

Le Tableau suivant renferme, outre les nombres de l'expérience précédente, ceux qui résultent de deux autres expériences analogues :

Eau acidulée		
pure.	+ acide chromique dans le diaphragme.	+ acide chromique des deux côtés.
93,5	94,0 (mesuré par excès)	124,8
78,7	77,5 (mesuré par défaut)	105,0
128,8	130,2 (mesuré par excès)	171,6

Les nombres placés en regard dans les deux premières colonnes diffèrent fort peu l'un de l'autre; celui qui leur correspond dans la troisième est au contraire beaucoup plus grand.

(*A suivre.*)

DÉCHARGE D'UN CONDENSATEUR ET ÉNERGIE DES COURANTS TÉLÉPHONIQUES;

Par M. H. PELLAT.

La décharge d'un condensateur demande un certain temps pour s'effectuer; ce temps, négligeable si le conducteur qui réunit les deux armatures a une faible résistance, devient de plus en plus grand avec la résistance de celui-ci.

Si l'on admet que la loi d'Ohm est applicable au courant produit par la décharge d'un condensateur, c'est-à-dire qu'à chaque instant l'intensité du courant a pour valeur le quotient de la différence de potentiel des deux armatures par la résistance du circuit, on trouve la formule suivante,

$$Q = V_0 C\left(1 - e^{-\frac{T}{CR}}\right),$$

dans laquelle Q représente la quantité d'électricité écoulée dans le temps T, V_0 la différence de potentiel initiale des deux armatures, C la capacité du condensateur, R la résistance du circuit et e la base des logarithmes népériens.

Je me suis proposé de vérifier l'exactitude de cette formule, dans laquelle chaque grandeur peut être mesurée séparément.

Pour cela je chargeais et je déchargeais alternativement un condensateur ($\frac{1}{3}$ de microfarad) à l'aide d'un trembleur actionné par une sirène de Froment. Une dérivation prise sur un courant donnait la force électromotrice connue nécessaire à la charge. Malgré la faible durée de celle-ci ($\frac{1}{500}$ de seconde environ), la résistance du circuit de charge étant très faible, le condensateur était chargé à refus : j'entends par là qu'au bout de ce temps (et même bien avant) la différence de potentiel entre les deux armatures était la même qu'entre les deux points de prise de dérivation.

La décharge s'effectuait à travers le fil d'un galvanomètre à réflexion, gradué en valeur absolue, et à travers des résistances connues et variables à volonté [1].

---

[1] Dans les bobines de la boîte de résistance dont je me suis servi, les fils sont enroulés en double, de façon que dans toute portion de la bobine il y a côte à côte deux courants parallèles et de sens contraire : on évite ainsi, en grande partie, les effets perturbateurs dus à l'induction du courant sur lui-même.

A cause du grand nombre de décharges (cent environ par seconde), l'aiguille prenait une position fixe qui faisait connaître la quantité d'électricité passant dans le fil galvanométrique en une seconde.

La sirène réglait la durée du contact entre l'extrémité du fil conjonctif et l'une des armatures, l'autre communiquant d'une manière permanente avec la seconde extrémité du fil. Cette durée était de $\frac{1}{100}$ de seconde environ.

Dans ces conditions, je fis diverses observations en faisant varier la résistance du fil de décharge.

Pour des résistances au-dessous de 1000 ohms la déviation de l'aiguille fut sensiblement constante, mais pour des résistances supérieures (2000, 4000, ..., 8000 ohms) elle diminua de plus en plus, indiquant que la décharge n'avait plus le temps de s'effectuer complètement. La formule précédente s'est trouvée en parfait accord avec l'expérience [1]. Ainsi la loi d'Ohm s'applique aux décharges des condensateurs.

Cette formule montre que la décharge n'est complète que pour $T = \infty$; mais elle est sensiblement achevée dès que $\frac{T}{CR}$ est assez grand pour que $e^{-\frac{T}{CR}}$ ait une valeur négligeable; par exemple, pour $\frac{T}{CR} > 8$, on a

$$e^{-\frac{T}{CR}} < \frac{3}{10000}.$$

La décharge est achevée à moins de $\frac{3}{10000}$: c'était le cas d'une expérience pour $R < 1000$ omhs.

Pour avoir une même fraction de décharge, on voit qu'il faut que la durée T du contact varie proportionnellement à la capacité C du condensateur et à la résistance R du circuit; elle est indépendante de la différence de potentiel.

J'avais été amené à faire les recherches précédentes par suite de

---

[1] Le nombre des décharges par seconde et la durée de chaque contact, difficiles à déterminer directement, ont été déduits de deux expériences, en se servant de la formule ci-dessus : les valeurs trouvées ainsi ont été tout à fait de l'ordre de grandeur assignable *a priori* (d'après la hauteur du son produit), et elles ont permis de calculer les valeurs de Q pour d'autres conditions, valeurs tout à fait d'accord avec le résultat de l'expérience.

quelques expériences sur la sensibilité des téléphones. Je faisais parler un de ces instruments en lançant dans le fil la charge et la décharge d'un condensateur, à l'aide d'un trembleur analogue à celui dont il a été question plus haut.

Je remarquai que l'intensité du son était indépendante de la résistance du circuit quand celle-ci n'était pas trop considérable, mais qu'il n'en était plus ainsi pour des résistances supérieures à 1000 ohms; plus la résistance était grande, plus l'intensité du son s'affaiblissait, la charge et la décharge étant de plus en plus incomplètes.

Après avoir étudié la loi de ce phénomène, j'ai disposé les résistances de façon que la charge et la décharge fussent complètes; j'étais à même ainsi de connaître l'énergie électrique lancée dans le téléphone et dont une portion se transforme en son.

La faiblesse de l'énergie sonore est surprenante : ainsi ces expériences m'ont fait voir que l'énergie correspondant à une petite calorie, c'est-à-dire celle qui est abandonnée par 1^{gr} d'eau qui se refroidit de 1°, étant transformée en énergie électrique et convenablement lancée dans un bon téléphone, permettrait d'obtenir un son continu nettement perceptible, pendant dix mille ans. On peut juger par là de l'extrême délicatesse de l'oreille.

SUR UN NOUVEL INTERRUPTEUR DESTINÉ AUX BOBINES D'INDUCTION;

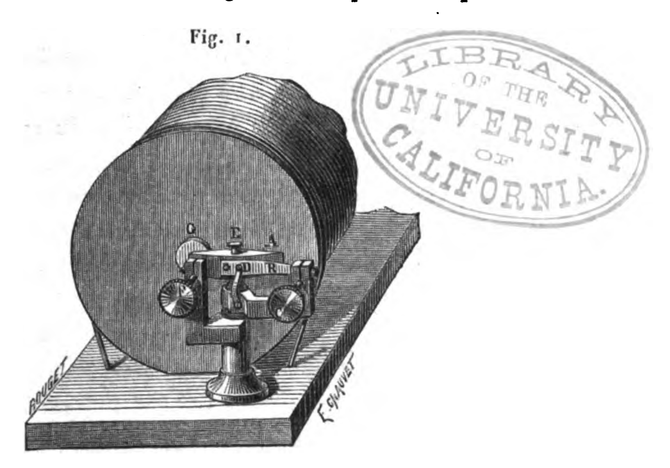
PAR M. MARCEL DEPREZ (¹).

L'interrupteur universellement adopté sur les bobines d'induction a été emprunté aux sonneries électriques; il est trop connu pour que j'en donne la description. Par suite de circonstances qu'il est inutile de rapporter, je fus amené, il y a environ dix mois, à étudier de très près la manière dont il fonctionne, et je m'aperçus que cet organe rudimentaire présentait de nombreuses défectuosités, qui avaient pour résultat d'abaisser beaucoup le rendement des bobines auxquelles on l'applique; voici pourquoi.

(¹) La figure qui accompagne cet article est empruntée à la *Lumière électrique*.

Lorsque le courant inducteur vient à être fermé, il n'acquiert pas instantanément toute son intensité. L'aimantation croissante de la masse qui constitue le faisceau de fils de fer développe en effet une force électromotrice inverse de celle de la pile, de sorte que, pendant un temps qui dépend de la puissance de la pile, de la résistance du circuit inducteur, du nombre de spires dont il entoure le faisceau de fils de fer et de la masse de ce dernier, l'intensité du courant passe par une série de valeurs successives qui constituent un véritable état variable. Enfin, au bout d'un temps très court, mais fini, l'intensité du courant acquiert sa valeur définitive, qui est donnée par la loi d'Ohm et qui ne dépend que de la force électromotrice de la pile et de la résistance du circuit. C'est évidemment au moment où cette période variable prend fin qu'il faut rompre le courant inducteur pour que le courant induit ait la plus grande intensité possible, car une fermeture plus prolongée du courant inducteur ne ferait qu'augmenter en pure perte la consommation de zinc de la pile, tout en diminuant le nombre des interruptions et, par suite, des courants induits produits dans l'unité de temps. Or, ce n'est pas du tout ce qui arrive avec l'interrupteur ordinaire. En raison de l'élasticité des pièces qui le composent, il accomplit des vibrations d'une grande amplitude, pendant les-

Fig. 1.



quelles les durées relatives de fermeture et de rupture du courant inducteur sont complètement arbitraires, ou du moins n'ont aucun rapport avec les valeurs qu'elles devraient avoir pour obtenir de la

bobine le maximum de rendement. Ces considérations montrent qu'un bon interrupteur doit satisfaire aux conditions suivantes :

1° Rompre le courant dès que l'état variable a pris fin ;

2° Le rétablir dans le temps le plus court possible après la rupture, attendu que l'état variable de rupture a une durée beaucoup plus courte que l'état variable de fermeture.

Toutes ces conditions sont remplies dans l'interrupteur que je vais décrire, et qui est représenté par la *fig.* 1, tel qu'il est appliqué aux bobines sortant des ateliers de M. Carpentier.

A est une petite armature de fer doux, mobile autour d'une broche E très robuste, qui passe par son centre de figure. L'une de ses extrémités est située en regard du faisceau de fils de fer doux G et s'appuie contre une vis F garnie de platine à son extrémité. Le courant inducteur arrive par cette vis, traverse l'armature jusqu'en D, et continue son chemin en passant à la fois par le pivot E et par une petite lame de cuivre flexible pour se rendre à la bobine.

La force antagoniste est produite par un ressort R attaché en D à l'armature A, et dont on règle la tension avec la vis E.

Voici maintenant comment fonctionne cet interrupteur.

Dès que le courant est fermé, l'aimantation du faisceau passe, ainsi que cela a été dit plus haut, par toutes les valeurs comprises entre zéro et sa valeur maxima, qu'elle atteint dans un temps très court ; il y a donc un moment où l'attraction exercée par le faisceau sur l'armature A fait équilibre à la tension du ressort, et le plus petit accroissement de cette attraction détermine un mouvement de l'armature et, par suite, une rupture immédiate du courant. L'armature, ainsi que les pièces contre lesquelles elle s'appuie, étant très rigide, il suffit que ce mouvement ait une amplitude extrêmement petite pour que le courant soit rompu. Mais, dès que la rupture a eu lieu, le ressort R rétablit le contact entre l'armature A et la vis F dans un temps excessivement court, puisque la distance entre ces deux pièces est inappréciable, et tout recommence de la même manière. Si l'on veut obtenir les effets les plus énergiques possibles, il faut donner au ressort R une tension suffisante pour paralyser complètement le mouvement de l'armature A, puis le détendre peu à peu jusqu'à ce qu'elle entre en vibration. On est certain alors que le courant inducteur n'est

rompu que lorsque l'aimantation du faisceau a atteint sa valeur maxima.

On voit que cet interrupteur est un véritable rhéomètre, qui maintient le courant fermé jusqu'au moment où son intensité passe par une valeur déterminée.

Cela est tellement vrai, que, si l'on donne au ressort une tension notablement inférieure à l'attraction maxima du faisceau de fer doux, on peut lancer dans la bobine des courants engendrés par des piles très puissantes, sans que l'étincelle de l'interrupteur cesse d'être à peine appréciable. C'est ainsi que j'ai pu actionner une bobine de tout petit modèle, destinée à donner des étincelles d'une longueur maxima de $0^{m},010$, avec une pile de $10^{él}$ Bunsen plats, modèle Ruhmkorff, sans que l'interrupteur en souffrît aucunement. L'étincelle d'induction a, dans ce cas, un aspect complètement différent de celui qu'elle présente avec les bobines munies de l'interrupteur ordinaire. C'est un cordon lumineux rectiligne ou curviligne suivant la forme et la position des électrodes, entouré d'une gaîne jaune pâle et d'apparence absolument continue. On ne saurait mieux le comparer qu'à une veine liquide lumineuse.

NOTE SUR LES INSTRUMENTS ENREGISTREURS DE MM. RICHARD FRÈRES;

PAR M. ALFRED ANGOT.

L'utilité des instruments enregistreurs en Météorologie n'a pas besoin d'être démontrée, et c'est déjà à plus de cent ans (1) que remontent les premières tentatives faites dans le but de réaliser l'inscription automatique des différents phénomènes de l'atmosphère. Le problème semble résolu aujourd'hui d'une manière très satisfaisante pour la pression atmosphérique et la température, grâce aux enregistreurs mécaniques de M. Rédier. Mais le prix élevé de ces instruments et la délicatesse de certains de leurs organes ne permettent pas de les répandre autant qu'il serait désirable, et

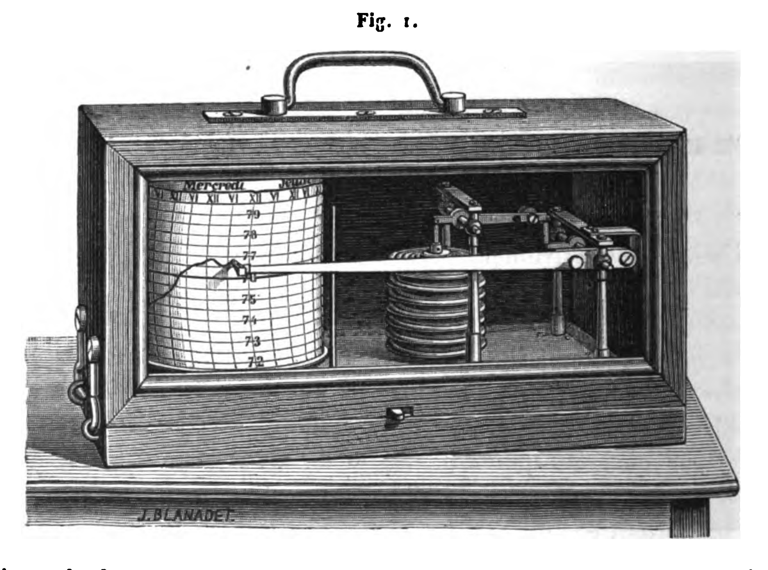
(1) *Voir* le *Traité* et les *Mémoires de Météorologie* de Cotte, où l'on trouve la description de l'anémomètre enregistreur de d'Ons-en-Bray, du barométrographe de Changeur, etc.

l'on n'en trouve guère que dans les observatoires proprement dits.

Pour les stations ordinaires, les postes de montagne, les navires, ce qu'il faut avant tout, quitte à sacrifier un peu de précision, ce sont des instruments de construction simple et solide, d'un maniement aisé, fonctionnant au moins une semaine de suite sans qu'on ait besoin d'y toucher, et dont le prix soit en même temps assez modique pour qu'il devienne possible de les répandre en très grand nombre. MM. Richard frères viennent de réaliser un baromètre et un thermomètre enregistreurs qui semblent satisfaire assez bien au plus grand nombre de ces conditions.

Le baromètre se compose d'un certain nombre de boîtes de baromètres holostériques, six ou huit, fixées les unes aux autres, de façon que toutes leurs variations s'ajoutent. La dernière de ces boîtes agit sur la courte branche d'un levier coudé dont la grande branche se déplace dans un plan vertical et a une dimension telle, que les mouvements de son extrémité reproduisent en vraie grandeur, millimètre pour millimètre, les variations du baromètre à mercure (*fig.* 1). L'extrémité de ce levier porte une plume métallique de forme spéciale, munie d'un godet contenant de l'encre à la glycérine qui ne se dessèche pas et est en quantité suffisante pour qu'on n'ait besoin d'en remettre qu'une fois par mois.

Fig. 1.



L'inscription des mouvements du levier est reçue sur un cylindre à axe vertical animé d'un mouvement uniforme de rotation et recouvert d'une feuille de papier ; la vitesse et les dimensions du cylindre sont telles qu'une abscisse de $0^m,01$ corresponde à six heures de temps, et que la rotation totale du cylindre s'effectue en un peu plus de sept jours, ce qui permet de recueillir sur la même feuille l'inscription d'une semaine entière.

L'axe du cylindre est fixe et terminé à la partie inférieure par une roue dentée de grand diamètre ; le cylindre lui-même entre à frottement très doux sur l'axe, et contient dans son intérieur un mouvement de montre qui conduit un petit pignon placé sous la base du cylindre et excentriquement. Quand on introduit le cylindre sur l'axe, le petit pignon engrène sur la grande roue dentée fixe, et tourne ainsi autour de cette dernière, en entraînant avec lui le cylindre.

La manœuvre de l'instrument consiste donc, une fois par semaine, à jour fixe, à changer la feuille de papier, remonter le mouvement du cylindre et renouveler l'encre, s'il y a lieu. L'instrument tout entier est renfermé dans une boîte vitrée, qui a environ $0^m,25$ de large sur $0^m,13$ de profondeur et $0^m,15$ de hauteur, et peut être placée où l'on veut, sans aucune précaution particulière, car l'instrument fonctionne également bien sous toutes les inclinaisons et pourrait même être renversé.

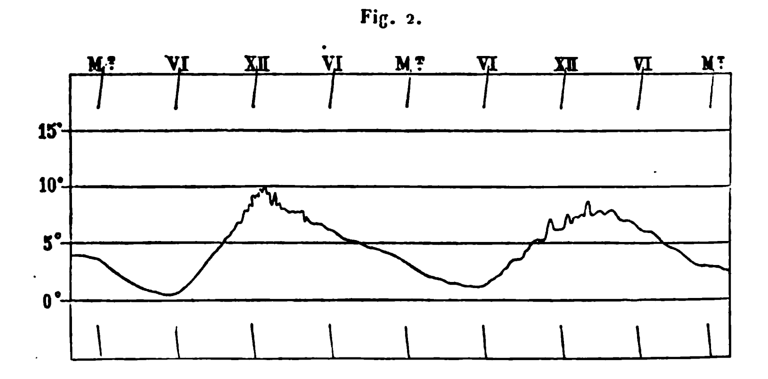
L'exactitude de cet enregistreur est à peu près de l'ordre de celle que l'on peut attendre des baromètres anéroïdes : une étude poursuivie pendant six semaines consécutives au Bureau central météorologique a montré que, lorsque la pression présente des variations amples et rapides, l'enregistreur est en retard sur le baromètre à mercure ; toutefois, dans toute la période d'essai, ce retard n'a pas dépassé $0^{mm},6$.

Le thermomètre est construit exactement sur le même modèle et dans les mêmes dimensions que le baromètre ; seulement les boîtes de baromètres métalliques sont remplacées par un tube de laiton aplati et recourbé en cercle, comme ceux que l'on emploie dans le baromètre et le manomètre de M. Bourdon ; ce tube est rempli d'alcool, de manière que son rayon de courbure change, non plus avec la pression, mais avec la température. L'échelle de l'inscription est de $1^{mm},5$ par degré centigrade. Nous donnons ici

(*fig.* 2), comme spécimen de ces inscriptions, le calque exact, en vraie grandeur, de la courbe des 20 et 21 avril.

La boîte qui renferme l'instrument est en métal, ce qui permet de l'exposer en plein air; elle est percée sur ses deux grandes faces, vis-à-vis du tube thermométrique, de larges fenêtres munies d'une toile métallique à mailles assez grosses pour ne pas gêner la circulation de l'air. Grâce à cette disposition et surtout à la très petite masse et à la très grande surface du corps thermométrique, les

Fig. 2.



indications de l'instrument sont très rapides, comme on peut en juger par les accidents que présente la courbe reproduite ci-dessus.

MM. Richard se proposent de construire sur le même modèle un hygromètre à cheveu ou plutôt à membrane de baudruche.

Comme on le voit, ces instruments sont simples et d'un maniement commode; le prix en est peu élevé, et l'exactitude qu'ils comportent est certainement suffisante pour bien des recherches. Même dans les observatoires, où l'on exige une précision plus grande, ces enregistreurs pourront encore rendre des services comme instruments de contrôle et permettront d'éviter ou de rectifier les grosses erreurs de lecture qui échappent parfois à l'observateur le plus consciencieux.

A. WULLNER et O. GROTRIAN. — Ueber die Dichte und Spannung der gesältigen Dämpfe (Densité et tension des vapeurs saturées); *Ann. der Physik und Chemie*, 2e série, t. XI, p. 545; 1880.

L'objet principal de ce travail est de contrôler et d'étendre les résultats obtenus par M. Herwig dans son étude des vapeurs saturées [1]. On sait que M. Herwig avait constaté : 1° que la densité d'une vapeur saturée est toujours supérieure à sa densité normale; 2° que la condensation de la vapeur commence à s'opérer sous une pression inférieure à sa tension maxima.

Le Mémoire que nous analysons comprend aussi deux parties distinctes : dans la première, les auteurs étudient les volumes spécifiques des vapeurs de divers liquides; dans la seconde, ils s'occupent des tensions de ces vapeurs.

I. *Volume spécifique de quelques liquides.* — Les auteurs se sont proposé d'examiner si l'excès de la densité expérimentale d'une vapeur saturée sur sa densité théorique provient, comme le supposait M. Herwig, d'une adhérence du liquide aux parois; dans cette hypothèse, les mesures faites avec des ballons de volumes différents devraient donner des nombres différents, puisque les surfaces ne varient pas dans le même rapport que les volumes. Ils ont étudié en même temps la condensation de la vapeur et ils ont poussé la pression jusqu'à 3^{atm}.

Leur appareil se compose : 1° de trois ballons dont les volumes sont entre eux comme 1, 2, 4; 2° d'un quatrième ballon égal au premier et qui sert de terme de comparaison. Ces ballons sont montés dans une pièce en fonte communiquant avec un vase de verre assez grand pour recevoir tout le mercure qui les remplit et communiquant à une pompe de compression et à un manomètre. Tout l'appareil est enfermé dans un bain qu'on peut maintenir à une température constante.

On introduit dans les trois premiers ballons une quantité du liquide qu'on étudie telle que la vapeur saturée produite les remplisse jusques et y compris les premières divisions du col; le qua-

(1) Herwig, *Pogg. Ann.*, t. CXXXVII, p. 19; 1869.

trième reçoit un excès de liquide. Ce liquide est contenu dans de petits tubes bouchés qu'on achève de remplir avec du mercure.

On chauffe d'abord les ballons à une température donnée pendant assez longtemps pour que le liquide soit tout entier vaporisé et que sa vapeur conserve un volume constant, on mesure le volume et la pression, puis on comprime graduellement jusqu'à ce que la condensation commence. A ce moment, la vapeur ne possède pas encore la tension maxima; on continue à comprimer : la tension augmente peu à peu, beaucoup moins rapidement qu'avant la condensation, puis elle atteint la même valeur que dans le ballon contenant un excès de liquide.

On peut remarquer, comme détail d'expérience, qu'il faut souvent chauffer pendant plusieurs heures avant que le liquide soit complètement vaporisé.

Dans toutes ces expériences, on remarque d'abord que la densité fournie par les divers ballons est la même; il n'y a donc pas lieu de se préoccuper de l'influence des parois.

Les liquides étudiés sont le sulfure de carbone, le chloroforme, l'éther sulfurique, l'eau et l'acétone. Leurs tensions de vapeur, mesurées directement, sont en général d'accord avec celles qu'avait observées Regnault, sauf pour le sulfure de carbone et l'éther, qui donnent des valeurs un peu plus fortes.

Soient p_c et p_s les pressions correspondant à la condensation et à la saturation; le rapport $\frac{p_c}{p_s}$ est sensiblement constant; cependant, pour le chloroforme, il augmente avec la température. Soient t et T les températures extrêmes entre lesquelles ont été faites les expériences, p et P les tensions de vapeur correspondantes; on trouve

	t.	T.	p.	P.	$\frac{p_c}{p_s}$.
	°	°	mm	mm	
Sulfure de carbone...	45,383	85,031	745,31	2319, 6	0,9967
Chloroforme.........	58,18	99,139	705,58	2288	0,9877
Éther sulfurique.....	32,53	68,45	728,33	2270,59	0,9833
Eau.................	80,10	134,58	356,06	2325,12	0,9876
Acétone.............	60,133	88,05	867,19	2039,23	0,9927

Les auteurs comparent ces nombres à ceux que donne la formule d'Herwig,

$$\Delta = \delta.0,0595\sqrt{T},$$

établie par lui pour des pressions inférieures à celle de l'atmosphère, et dans laquelle Δ est la densité de la vapeur saturée, δ la densité théorique, T la température absolue. Ils trouvent que cette formule s'applique assez exactement jusqu'à 2^{atm}, à la condition toutefois de remplacer la constante 0,0595 par un nombre qui varie un peu d'un liquide à un autre et dont les valeurs sont les suivantes :

Sulfure de carbone................	0,0572
Chloroforme......................	0,0550
Éther............................	0,0576
Eau (jusqu'à 100°)...............	0,0536
Acétone..........................	0,0568

Au-dessus de 100°, la densité de la vapeur d'eau croît moins vite que ne l'indiquerait la formule.

En résumé, les expériences sont d'accord avec celles de MM. Fairbairn et Tate (¹); elles étendent la formule de M. Herwig jusqu'à 2^{atm}, mais en lui enlevant beaucoup de son importance, puisque la constante qu'elle introduit varie légèrement d'un liquide à l'autre.

II. *Tension des vapeurs saturées.* — Dans la seconde Partie de leur Mémoire, les auteurs ont examiné l'augmentation de force élastique qui se produit après que la condensation de vapeur a commencé. Pour cela, ils compriment la vapeur et mesurent le volume et la pression correspondants, puis le volume sous la même pression en laissant la vapeur se dilater : ils compensent ainsi l'erreur due à l'échauffement produit par la condensation. Ces mesures sont peu précises et ne peuvent qu'établir le sens général du phénomène.

On pourrait croire que l'augmentation de pression pendant la condensation est due à la présence d'une petite quantité d'air introduite avec le liquide ou par le mercure; mais le calcul fondé sur la loi de Mariotte donnerait une augmentation bien supérieure à celle qu'on observe effectivement. A la fin de l'expérience, on ne retrouve du reste aucune bulle de gaz dans l'appareil.

On constate nettement cette augmentation de force élastique avec le sulfure de carbone, le chloroforme, l'éther et l'acétone; pour

---

(¹) *Phil. Trans.*, 1860.

l'eau elle est beaucoup moins marquée, surtout vers 100° à 110°; des variations très faibles de température suffisent pour la masquer complètement; à des températures plus élevées, la tension varie un peu plus rapidement.

Pour tous les liquides étudiés, la tension ne devient égale à la tension maxima et ne reste constante qu'au contact d'un grand excès de liquide; la pression peut atteindre une valeur supérieure à celle sous laquelle le liquide bout à la même température, et la différence entre ces pressions est d'autant plus grande que les tensions sont plus fortes et les températures plus élevées. La condensation commence sous une pression égale à une fraction à peu près constante de la tension maxima, quelle que soit la température.

On ne peut actuellement donner aucune explication de ces résultats, dont plusieurs nécessitent de nouvelles recherches et des mesures faites avec des instruments plus précis.

C. Daguenet.

A. GRAHAM BELL. — Production du son par l'énergie radiante; *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XCII, p. 1206; et *Phil. Magazine*, t. XI, p. 510; 1881.

Les nouvelles et très intéressantes expériences de MM. Bell et Tainter [1] peuvent se diviser en deux groupes. Les premières ont pour objet l'étude et la classification des substances qui sont aptes à produire un son quand on les soumet à l'action d'une radiation intermittente. Nos lecteurs connaissent suffisamment les résultats obtenus à cet égard par M. Mercadier [2] et par M. Tyndall [3], à la suite de la découverte de M. Bell, pour que nous puissions nous dispenser d'insister sur cette partie du Mémoire, qui ne fait que confirmer ce qu'ils savent déjà. Toutefois, il est bon d'indiquer que, dans toutes ces expériences, ce n'est pas, d'après M. Bell, le gaz seul qui vibre, mais encore le diaphragme solide en contact avec lui. Ce résultat est en contradiction avec une assertion de M. Preece [4].

---

(1) Voir *Journal de Physique*, t. IX, p. 369; 1880.
(2) *Ibid.*, t. X, p. 53, 147, 234; 1881.
(3) *Ibid.*, t. X. p. 165; 1881.
(4) *Proceedings of the Royal Society*, t. XXXI, p. 506; 1881.

Le second groupe d'expériences de MM. Bell et Tainter se rapporte à l'action d'un faisceau intermittent de rayons sur un récepteur, traversé par un courant électrique. On connaît la propriété remarquable des récepteurs de sélénium ; mais cette substance est rarement pure et ne peut donner de résultats constants. Quant au tellure, M. Bell a constaté qu'il jouit de la même propriété que le sélénium ; mais il est incommode, parce que sa résistance n'est pas suffisante. On peut employer avec avantage les alliages de ces deux corps ; mais il vaut mieux remplacer ces substances rares par du noir de fumée, dont la résistance électrique varie beaucoup sous l'action d'un rayon intermittent.

Un récepteur au noir de fumée est une plaque en verre argenté sur laquelle on trace une ligne en zigzag, de façon que les deux parties métalliques forment deux peignes enchevêtrés l'un dans l'autre et qu'on recouvre ensuite de noir de fumée ; un téléphone intercalé avec cette plaque dans un circuit rend des sons intenses.

La propriété du noir de fumée paraît due surtout à l'état physique de la substance ; la mousse de platine se comporte de la même manière.

Un récepteur au noir de fumée peut également servir comme récepteur téléphonique, puisqu'on obtientun son en faisant passer un courant intermittent au travers d'une couche de noir de fumée. Il est facile de combiner les deux sortes d'effets. Pour cela, on place la plaque dans une boîte fermée en avant par une glace et munie en arrière d'un tube acoustique, on fait tomber sur cette plaque un rayon intermittent, et en même temps on fait passer un courant intermittent. On entend alors deux sons distincts, qui produisent des battements quand ils ont à peu près la même hauteur.

Les diverses substances transmettent des sons d'intensité variable ; M. Bell a construit plusieurs appareils destinés à mesurer cette intensité. Dans l'un de ces appareils, le rayon tombe alternativement sur deux récepteurs, l'un fixe, l'autre mobile ; on écarte ce dernier, qui contient la substance à essayer, jusqu'à ce que les sons aient même intensité. Dans un autre, les deux récepteurs sont réunis à l'oreille par des tuyaux produisant une différence de marche d'une demi-longueur d'onde, et l'on règle leur position de façon qu'il y ait interférence.

Pour rendre intermittent le faisceau de rayons, M. Bell le dirige

entre deux appendices portés par les branches d'un diapason entretenu électriquement. Si ce diapason était animé par un courant ondulatoire passant en même temps dans un récepteur au noir de fumée, on pourrait faire interférer comme plus haut les sons produits par le rayon et par le courant, puisqu'ils ont même hauteur, et construire ainsi une sorte de balance acoustique.

L'exploration des différentes régions du spectre avec un récepteur muni d'une fente et contenant diverses substances montre que les limites d'audition varient avec la substance employée et que le maximum d'intensité correspond au maximum d'absorption. L'appareil fondé sur cette remarque, et que M. Bell appelle le *spectrophone*, est moins sensible que le spectroscope et moins commode dans la portion visible du spectre ; mais il pourra rendre de véritables services dans l'étude de la région infra-rouge.

C. Daguenet.

O. MASCHKE. — Ueber eine mikroprismatische Methode zur Unterscheidung fester Substanzen (Méthode microprismatique pour la séparation des substances solides); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XI, p. 722; 1880.

On peut, d'après l'auteur, trouver avec une certaine exactitude l'indice de petits fragments d'un corps solide examinés au microscope par l'étude des colorations qui se développent quand ces fragments sont immergés dans un liquide ayant à très peu près le même indice qu'eux-mêmes. Quand on fait varier d'une manière continue l'indice du liquide, les parties sombres de la préparation paraissent d'abord d'un bleu grisâtre qui passe au bleu, au bleu clair et au blanc, tandis que les parties claires se teintent de jaune, qui passe à l'orangé et au brun jaunâtre; le moment où l'indice du liquide est égal à celui des particules solides est celui où la teinte orangée devient brunâtre.

M. Maschke montre que les colorations sont plus vives quand on recouvre d'un écran opaque les parties centrales de l'objectif. Il y a donc un effet d'aberration, et les colorations doivent varier, semble-t-il, avec la construction de l'objectif. Elles doivent surtout varier beaucoup avec les pouvoirs dispersifs du solide et du liquide :

il est clair, en effet, que ces phénomènes dépendent de ce qu'on appelle les *spectres secondaires* ([1]).

On se sert, pour observer ces colorations, de mélanges d'eau et de glycérine ou d'huiles d'amandes et de cassia, qui permettent de faire varier l'indice depuis 1,333 jusqu'à 1,606. Le procédé semble assez pratique quand il ne s'agit que de comparer deux substances solides en petits fragments, et à ce point de vue il pourra rendre des services aux minéralogistes; il paraît moins sûr quand on veut mesurer l'indice d'une substance. M. Maschke donne le résultat de déterminations faites par lui sur un certain nombre de corps; il a pu même étudier des substances biréfringentes et trouve alors les valeurs des indices maxima et minima. Ses déterminations paraissent donner la seconde décimale exacte.

H. Dufet.

F. HOLMGREN. — How do the colour-blind see the different colours (Comment les daltoniens perçoivent les différentes couleurs); *Proceedings of the royal Society*, t. XXXI, p. 302; 1881.

M. Holmgren a pu observer deux daltoniens, l'un pour le rouge, l'autre pour le violet, qui, daltoniens complets de l'un des yeux, ne commettaient avec l'autre œil que des confusions de couleur peu importantes. Il leur fit examiner un spectre avec l'œil daltonien. Le premier déclara ne voir que du jaune et du violet, l'autre du rouge et du vert, les deux couleurs restantes étant séparées par une bande incolore.

M. W. Preyer, d'Iéna ([2]), fait remarquer que ces résultats concordent beaucoup plutôt avec la théorie de la vision des couleurs d'Herwig qu'avec celle d'Young ([3]). Ne serait-il pas toutefois plus exact de remarquer que, dans ces deux observations, l'œil le plus sain était encore partiellement daltonien et ne percevait sans doute pas les couleurs comme le fait un œil normal.

J. Macé de Lépinay.

([1]) Voir *Journal de Physique*, t. III, p. 139 et 196.

([2]) *Centralblatt der medicinischen Wissenschaften*, 1er janv. 1881.

([3]) *Voir* l'exposé de ces deux théories dans le *Journal de Physique*, t. VII, p. 135.

P. GLAN. — Ueber die Wirkung von Gazen und Dämpfen auf die optische Eigenschaften reflectirender Flächen (Action des gaz et des vapeurs sur les propriétés optiques des surfaces réfléchissantes); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. XI, p. 449; 1880.

Le résultat de ces recherches a été négatif; elles ont porté en premier lieu sur la différence de phase introduite par la réflexion à la surface de plaques de verre argenté, préparées dans des conditions identiques et exposées les unes à l'air, les autres à l'action de l'acide carbonique. Les différences qu'on remarque lorsque l'acide carbonique n'est pas entièrement exempt d'acide chlorhydrique s'effacent quand l'acide est complètement pur. De même, le séjour à l'air de plaques de différentes substances n'introduit dans les diamètres des anneaux colorés de Newton, observés à l'aide d'une lentille recouvrant ces plaques, aucune différence mesurable et constante. Les différences constatées par divers observateurs dans les propriétés optiques des surfaces réfléchissantes doivent tenir à de légères altérations de la surface ou au mode de polissage.

H. DUFET.

DOMALIP. — On alternating discharges in vacuo (Sur les décharges alternatives dans le vide); *Phil. Magazine*, 5e série, t. XI, p. 121; 1881.

Quand on met en communication les deux pôles d'une bobine Ruhmkorff avec deux lames d'étain collées sur les faces extérieures d'un tube à gaz raréfié, on observe à l'intérieur une décharge lumineuse stratifiée. Cette décharge est double et peut être divisée en deux courants de sens contraires par l'action d'un aimant. L'électricité positive accumulée sur une des lames décompose par influence le fluide neutre de l'intérieur, attirant l'électricité négative, repoussant l'électricité positive, qui s'écoule vers la paroi opposée; puis bientôt, l'influence cessant, l'électricité négative s'écoule à son tour en donnant lieu à un courant contraire. Le contact d'un seul pôle de la bobine avec l'une des lames donne lieu à des phénomènes analogues. Il en est de même quand on fait passer le courant de la bobine dans le tube et qu'on fait communiquer avec le sol un des points du verre.

Quand on emploie un tube de Crookes où le vide est poussé assez loin pour donner lieu à la production de la lumière négative fluorescente, il suffit de toucher un des points du verre traversé par le courant avec un conducteur communiquant avec le sol, pour voir apparaître la lumière négative sur la paroi opposée. La surface interne de la partie touchée de la paroi se comporte comme une électrode négative.

Les courants induits qui donnent naissance à ce phénomène se propagent suivant des lignes droites normales à la surface d'origine et vont illuminer la paroi opposée. En faisant communiquer avec le sol une portion assez allongée de la paroi, on peut illuminer une étendue correspondante de la paroi opposée et y projeter l'ombre très nette d'un fil d'aluminium ou d'un radiomètre disposé à l'intérieur du tube. On peut aussi, avec des courants de cette espèce, mettre un radiomètre en mouvement dans un sens déterminé par la position du point touché.

Les aimants dévient ces courants dans des sens toujours conformes à la loi d'Ampère. Enfin ces courants s'attirent ou se repoussent entre eux conformément aux lois de l'Électrodynamique. Si l'on touche deux régions très rapprochées de la surface, en sorte que les courants obtenus se coupent sous un angle aigu, les surfaces illuminées sur la paroi opposée se déplacent pour se rapprocher, par suite de l'attraction mutuelle des courants. On peut aussi observer la répulsion de deux courants dirigés en sens contraires.

FOUSSEREAU.

J.-H. LONG. — Ueber das electrische Leitungsvermögen einiger Salzlösungen (Sur la conductibilité électrique de quelques dissolutions salines); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. XI, p. 37; 1880.

Ce travail, entrepris pour compléter les travaux de M. Kohlrausch [1], a été fait aussi d'après la méthode du pont de Wheatstone, avec un téléphone à la place du galvanomètre.

Les liquides soumis à l'expérience sont les chlorures de manga-

---

[1] KOHLRAUSCH, *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VI, p. 1; 1879.

nèse et de zinc, les azotates de cuivre, de strontiane et de plomb.

Le pouvoir conducteur d'une dissolution à la température t étant représenté par

$$k_t = k_0(1 + \alpha t + \beta t^2),$$

trois expériences permettent de calculer k_0, α et β. On trouve que α et β sont positifs. Par exception, dans les dissolutions de chlorure de zinc contenant moins de 40 pour 100 de sel, β est négatif.

$\frac{\Delta k}{k_{18}}$ représentant le rapport de l'accroissement de conductibilité pour une élévation de température de 1°, au voisinage de 22°, à la conductibilité à 18°, on trouve que ce rapport, égal à 0,02 environ, croît lentement avec le degré de concentration de la dissolution. Pour le chlorure de zinc, au contraire, ce rapport est variable et croît du simple au double lorsqu'on passe de la dissolution à 20 pour 100 à la dissolution contenant 60 pour 100 de sel.

Si l'on construit une courbe en prenant pour abscisse le poids de sel contenu dans un même volume de la dissolution, pour ordonnée le pouvoir conducteur, on voit qu'à une même température (18°) le pouvoir conducteur croît d'abord assez rapidement avec la concentration, pour atteindre ensuite un maximum. Dans les dissolutions de chlorure de zinc, le pouvoir conducteur décroît ensuite très lentement. Pour l'azotate de plomb il ne paraît pas y avoir de maximum.

L'auteur a montré ailleurs qu'il paraît y avoir une analogie entre le pouvoir conducteur et la vitesse de diffusion. Il fait remarquer ici que l'azotate de baryte, qui se diffuse plus rapidement que l'azotate de strontiane, a aussi un pouvoir conducteur un peu plus grand.

E. BIBART.

SHELFORD BIDWELL. — The effect of temperature upon the electrical resistance of selenium (Effet de la température sur la résistance électrique du sélénium); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XI, p. 302; 1881.

L'auteur a constaté que la résistance du sélénium augmente régulièrement avec la température, depuis 6° C. jusqu'à un certain point, où elle passe par un maximum, pour décroître au delà.

La température du maximum a été 24°, 23°, 30°, 25° et 22° C. pour cinq piles différentes. Pour une sixième, construite avec un sélénium recuit autrement, qui avait une faible résistance, mais qui était peu sensible à la lumière, le maximum s'est présenté à 14° C.

Une expérience a été faite à des températures extrêmes. Une pile qui avait une résistance de 110 000 ohms à la température ordinaire n'avait plus que 49 000 ohms à — 6° C. et 18 000 ohms à + 115° C.

Ces expériences ont été faites à une lumière uniforme très faible.

Elles expliquent le désaccord qui régnait sur ce point, certains expérimentateurs ayant trouvé une augmentation de la résistance du sélénium, d'autres une diminution par l'élévation de température.

H. Pellat.

TH. GRAY. — On the electric resistance of glass at different temperatures (Sur la résistance électrique du verre à différentes températures); *Phil. Magazine*, 5e série, t. X, p. 226.

Les expériences ont été faites avec des tubes à essai, dans lesquels on faisait passer le courant d'une pile de 10 éléments Daniell ou d'un plus grand nombre quand c'était nécessaire. Le courant traversait un galvanomètre très résistant et d'une grande sensibilité. On trouve que la résistance du verre diminue rapidement à mesure que la température s'élève. Mais, quand on revient ensuite à la température primitive, la résistance ne reprend pas la même valeur; elle a augmenté par suite du changement de structure du verre.

Les résultats des expériences ont été représentés par des expressions de la forme

$$\log R = C - C' t,$$

R représentant la résistance, t la température, C et C′ des constantes.

Il est nécessaire de maintenir chaque température pendant un temps suffisant, pour permettre au verre de prendre son état moléculaire définitif.

L'auteur a aussi trouvé que les pouvoirs inducteurs spécifiques du verre et de la porcelaine diminuent quand ces corps ont été chauffés, puis refroidis. FOUSSEREAU.

L.-B. FLETCHER. — Note on the relation between the mechanical equivalent of heat and the ohm (Note sur la relation entre l'équivalent mécanique de la chaleur et l'ohm); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. X, p. 436; 1880.

L'auteur relève une erreur de raisonnement commise par M. Wright (*Philosophical Magazine*, avril et mai 1880) dans l'emploi de la formule qui donne l'équivalent mécanique de la chaleur en fonction de la quantité de chaleur dégagée par un courant. M. Fletcher montre que la valeur de l'ohm construit par l'Association britannique doit être, d'après ce raisonnement, *plus petite* d'environ 2 pour 100 que sa valeur théorique

$$\frac{\text{quart de méridien}}{\text{seconde}};$$

l'ohm serait donc trop petit, comme l'indiquent d'ailleurs les expériences de MM. Rowland et Lorenz. M. Fletcher s'occupe d'ailleurs de déterminer de nouveau cette erreur par la méthode calorimétrique. G. LIPPMANN.

R. SHIDA (Tokio, Japon). — On the number of electrostatic units in the electromagnetic unit (Sur le rapport des unités électrostatique et électromagnétique); *Phil. Magazine*, 5e série, t. X, p. 43; 1880.

L'auteur mesure en unités absolues la force électromotrice de 30 éléments Daniell au moyen de l'électromètre absolu de Thomson. En comparant, au moyen de l'électromètre à quadrants, à ces 30 éléments celui dont il devait se servir dans les mesures suivantes, il trouve

$$e = 0,034380 \text{ C. G. S.}$$

Pour mesurer la force électromotrice en unités électromagnétiques, il mesure, au moyen d'une boussole des tangentes, l'inten-

sité absolue du courant qui traverse une résistance totale R, et, quant à cette résistance R, il la mesure en ohms, malheureusement, en supposant exacte cette dernière unité ($1^{ohm} = 10^9$ C. G. S.). Il trouve ainsi pour le rapport des deux unités de force électromotrice, en moyenne,

$$299,5 \times 10^8 \text{ C. G. S},$$

nombre voisin de celui trouvé par Thomson (293×10^8) et de celui qui mesure la vitesse de la lumière ($300,3 \times 10^8$, d'après M. Cornu).

J. Macé de Lépinay.

PREECE. — On the space protected by a lightning-conductor (Sur l'espace protégé par un paratonnerre); *Phil. Magazine*, 5e série, t. X, p. 427; 1880.

L'air compris entre un nuage orageux et le sol est dans un état de tension d'autant plus prononcé que les surfaces équipotentielles sont plus rapprochées, ou que les portions des lignes de force interceptées entre elles sont plus courtes. Quand sur une de ces lignes les longueurs interceptées descendent au-dessous d'une certaine limite, il se produit une décharge disruptive. D'après divers auteurs, la force électromotrice ou différence de potentiel nécessaire pour donner lieu à une décharge dans l'air est de 40000 volts par centimètre.

Quand un nuage orageux s'approche d'une hauteur, d'un édifice ou d'un paratonnerre, les surfaces équipotentielles se rapprochent pour contourner le conducteur. La décharge se produira donc sur lui plutôt que sur l'espace environnant. La protection d'un paratonnerre par rapport à un point du nuage orageux se fera sentir à partir du moment où ce point commencera à être plus rapproché de la pointe du paratonnerre que de la surface du sol. Cette considération fournirait une limite de l'espace protégé sur le sol, si l'on connaissait la hauteur du nuage.

Dans le cas extrême le plus défavorable où cette hauteur serait égale à celle de la pointe du paratonnerre, l'espace protégé serait limité par une surface de révolution ayant pour base un cercle de rayon égal à la hauteur du paratonnerre au-dessus du sol, et pour

génératrice un quart de cercle de même rayon, tangent au paratonnerre et au sol. FOUSSEREAU.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XII. — Juillet 1881.

E. THORPE et A.-W. RÜCKER. — *Remarques sur les recherches du Dr Mills sur la thermométrie*, p. 1.

SILVANUS-P. THOMPSON. — *Sur la conservation de l'électricité et l'échelle absolue de potentiels électriques*, p. 13.

ED.-J. MILLS. — *Sur l'ascension d'ampoule de verre creuses dans les liquides*, p. 27.

J.-H. POYNTING. — *Sur la fusion*, p. 32.

J.-J. THOMSON. — *Expériences électro-magnétiques avec des circuits ouverts*, p. 49.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome XIII. — No 7. — Année 1881.

H. HELMHOLTZ. — *Forces qui agissent à l'intérieur de corps magnétiques ou diélectriques*, p. 385.

G. KIRCHHOFF et G. HANSEMANN. — *Conductibilité des métaux pour la chaleur et l'electricité*, p. 406.

L. LORENZ. — *Conductibilité des métaux pour la chaleur et l'électricité*, p. 422.

A. VON REIS. — *Chaleur spécifique des combinaisons organiques liquides: leur relation avec les poids spécifiques*, p. 447.

E. RIECKE. — *Contributions à l'étude du magnétisme induit*, p. 465.

W. MÜLLER-ERZBACH. — *Comparaison de la contraction observée dans la formation des sels haloïdes avec leur chaleur de formation*, p. 522.

A. SCHULLER. — *Machine pneumatique à mercure automatique*, p. 528.

M. PLANCK. — *Théorie de la loi de saturation des vapeurs*, p. 535.

P. RIESS. — *La machine à influence s'excitant elle-même*, p. 543.

L. BOLTZMANN. — *Observation sur le Mémoire de K. Struker* « Sur la chaleur spécifique du chlore, etc. », p. 544.

PRINCIPE DE LA CONSERVATION DE L'ÉLECTRICITÉ, OU SECOND PRINCIPE DE LA THÉORIE DES PHÉNOMÈNES ÉLECTRIQUES;

PAR M. G. LIPPMANN.

La quantité de matière et la quantité d'énergie ne sont pas les seules grandeurs qui demeurent invariables dans le monde : la quantité d'électricité jouit de la même propriété. Si l'on considère un phénomène électrique quelconque dans son ensemble, on observe que la distribution de l'électricité peut changer, mais que la somme des quantités d'électricité libre ne varie jamais. Si la charge électrique subit des variations positives en certains points, elle subit en d'autres points et en même temps des variations négatives, telles que la *somme algébrique de toutes les variations simultanées est toujours égale à zéro*. En d'autres termes, dans un phénomène électrique quelconque, la *somme des quantités d'électricité libre est constante*. Cette loi, que j'appellerai le *principe de la conservation de l'électricité,* s'étend à tous les phénomènes étudiés jusqu'à présent ; elle ne fait que résumer des faits élémentaires et connus depuis longtemps, que je vais d'abord rappeler. On a vérifié cette loi pour les phénomènes suivants : partage de l'électricité, développement de l'électricité par frottement, par influence, action des piles.

Lorsqu'une charge d'électricité se partage entre deux corps, elle demeure invariable : l'un des corps gagne précisément ce que l'autre a perdu. Cette invariabilité de la charge est admise implicitement dans toutes les expériences où l'on mesure soit la charge, soit la capacité d'un corps. Elle est donc vérifiée par la concordance qui existe entre les résultats ainsi obtenus. D'ailleurs une des expériences classiques de Coulomb peut servir à démontrer directement l'invariabilité de la charge pendant le partage. On se rappelle que Coulomb touche la boule fixe de sa balance avec une boule auxiliaire de même diamètre non électrisée ; il constate après le contact que la répulsion de la boule fixe est réduite à la moitié de ce qu'elle était auparavant. Si l'on définit les charges électriques par les répulsions qu'elles produisent, l'expérience de Coulomb démontre que la charge de la boule fixe a été réduite à

la moitié de ce qu'elle était, et par suite que la charge totale est demeurée invariable ; car la boule auxiliaire possède, par raison de symétrie, la même charge que la boule fixe (¹).

Lorsqu'il y a électrisation par frottement, par pression, par clivage, les deux corps qui prennent part à ces actions acquièrent après leur séparation des charges nouvelles ; mais on sait que ces charges sont égales et de sens contraire. Leur somme algébrique est donc nulle.

Il en est de l'influence comme du frottement. Faraday a démontré avec soin que la somme algébrique des quantités d'électricité produites par influence est toujours nulle.

Enfin, on sait que les deux pôles d'une pile fournissent des quantités d'électricité toujours égales et de signe contraire. Ces quantités se neutralisent d'une manière continue lorsque l'on ferme le circuit.

En résumé donc, dans ces divers phénomènes, la somme algébrique de toutes les variations de charges simultanées est nulle, et par conséquent la quantité totale d'électricité libre demeure invariable (²). Nous admettrons cette proposition comme un principe

---

(¹) On interprète le plus souvent cette expérience d'une façon un peu différente. On *admet* que, par suite du contact, la charge de la boule fixe s'est réduite à moitié, et l'on conclut de l'expérience que la répulsion électrique demeure proportionnelle à la charge. Dans ce cas on admet implicitement le principe de la conservation de l'électricité, puisque l'on admet que la charge primitive n'a fait que se partager entre les deux boules sans changer en quantité. On n'a pas le droit de dire que, les deux boules étant égales, chacune d'elles prend, par raison de symétrie, la moitié de la charge primitive; en effet, la raison de symétrie implique seulement que les charges acquises par les deux boules soient égales entre elles. Or ces charges pourraient, tout en étant égales entre elles, n'être chacune que la vingtième partie, par exemple, de la charge primitive. Ainsi, dans cette interprétation, on admet implicitement, outre la raison de symétrie, le principe de la conservation de l'électricité.

(²) La quantité totale d'électricité libre dans un système est mesurée par l'attraction totale qu'exercerait sur ce système une masse électrique M infiniment éloignée; c'est-à-dire assez éloignée pour qu'on n'ait pas à tenir compte des dimensions du système attiré. On peut toujours imaginer que la charge totale ait été mesurée de cette manière, et, par conséquent, on peut exprimer le principe de la conservation de l'électricité sous la forme suivante : *Quelles que soient les actions électriques qui se produisent dans un système, l'attraction totale exercée sur le système par la masse infiniment éloignée* M *demeure constante.*

Sous cette forme, on voit clairement l'analogie qui existe entre le principe de la conservation de l'électricité et celui de la conservation de la matière. Ce dernier se démontre en plaçant sur le plateau d'une balance des corps qui peuvent réagir entre

général, applicable même aux phénomènes électriques pour lesquels on ne l'a pas encore vérifiée.

Afin de pouvoir l'introduire dans l'analyse, il est nécessaire de mettre le principe de la conservation de l'électricité en équation. Nous allons montrer qu'il s'exprime par une condition d'intégrabilité. A cet effet, considérons un système dans lequel il se produit un phénomène électrique quelconque; on peut partager par la pensée ce système en deux parties, A, B. Soient a, b les variations de charge qui ont simultanément lieu en A, B; d'après le principe que nous admettons, la somme algébrique des variations de charge simultanée est nulle; on a donc $a + b = 0$. Supposons que A parcoure un cycle fermé, c'est-à-dire une série de changements tels que son état final soit identique à son état initial. On a dans ce cas $a = 0$, et par suite $b = 0$. Cette dernière équation signifie que, pendant le parcours du cycle, A a restitué à B toute l'électricité qu'il en a reçue, ou que la somme des quantités d'électricité reçues par A est nulle. Par conséquent, si l'on appelle dm la quantité d'électricité infiniment petite reçue par A lorsque l'état de A varie infiniment peu, il faut que l'on ait

$$\int dm = 0$$

pour tout cycle fermé parcouru par A. Pour qu'il en soit ainsi, il faut et il suffit que dm soit une différentielle exacte. Soient donc x, y les deux variables indépendantes desquelles dépend à chaque instant l'état de A; l'expression de dm est par suite de la forme

$$dm = X\,dx + Y\,dy.$$

La condition pour que cette expression soit une différentielle exacte est, comme on sait,

$$\frac{\partial X}{\partial y} = \frac{\partial Y}{\partial x}. \qquad (1)$$

---

eux, et en constatant que leur poids total demeure constant; or ce poids n'est autre chose que l'attraction exercée sur le système par une masse infiniment éloignée, la masse terrestre, que l'on peut supposer concentrée en son centre.

Les mesures de quantité d'électricité se font d'ordinaire à petite distance, d'où la nécessité de tenir compte de la distribution. Cette complication accessoire disparaîtrait si l'on disposait d'une masse électrique M suffisamment grande et éloignée. Dans ce cas, on mesurerait les quantités d'électricité par des pesées pareilles à celles du chimiste.

Cette équation exprime le principe de la conservation de l'électricité [1].

Je vais montrer par quelques exemples l'usage que l'on peut faire de cette équation. La marche à suivre est chaque fois la même; il faut, dans chaque cas, désigner les variables indépendantes qui déterminent le phénomène que l'on considère et les introduire dans l'équation (α). On exprime ainsi le principe de la conservation de l'électricité. En outre, pour compléter l'analyse, il convient d'avoir recours au principe de l'équivalence et de l'exprimer également par une équation. On arrive ainsi au système de deux équations qui sont distinctes et compatibles, et qu'il ne reste plus ensuite qu'à discuter et à interpréter en langage ordinaire.

Pouvoir diélectrique des gaz. — Comme premier exemple d'application, considérons le phénomène découvert par M. Boltzmann en 1875. M. Boltzmann a construit un condensateur à lame d'air, formé d'un plateau T communiquant avec la terre, et d'un plateau A isolé et pouvant recevoir de l'électricité à un potentiel variable x; ce condensateur était placé sous la cloche d'une machine pneumatique, de façon que l'on pût faire varier la pression p du gaz contenu sous la cloche. Il a observé qu'il suffisait d'augmenter p pour diminuer la quantité d'électricité libre sur le plateau A, pour produire, en un mot, les mêmes effets que si l'on rapprochait l'un de l'autre les deux plateaux.

On a donc, en appelant dm la quantité d'électricité mise en liberté lorsque le potentiel électrique et la pression varient respectivement de dx et de dp,

$$dm = c\,dx + h\,dp, \tag{1}$$

c étant la capacité du condensateur sous la pression p, et h un coefficient mesuré expérimentalement par M. Boltzmann.

---

[1] L'équation (α) est la condition pour que la quantité d'électricité reçue par A soit une fonction de x et de y. Si cette équation n'était pas satisfaite, $\int dm$ dépendrait non seulement des valeurs actuelles, mais encore des valeurs antérieures de x et de y. C'est ainsi que la quantité de chaleur reçue, $\int dQ$, par un corps dépend non seulement de l'état actuel, mais encore de tous les états antérieurs du corps, dQ n'étant pas une différentielle exacte.

On n'a donc pas *a priori* le droit d'écrire que m est une fonction de x et de y; car ce serait admettre implicitement le principe de la conservation d'électricité et la condition d'intégrabilité (α).



La condition d'intégrabilité (α) devient ici

$$(\alpha') \qquad \frac{\partial c}{\partial p} = \frac{\partial h}{\partial x}.$$

Exprimons en outre le principe de la conservation de l'énergie. En appelant E l'énergie, on a

$$(2) \qquad dE = p\,dv - x\,dm,$$

v étant le volume du gaz contenu sous la cloche. On peut poser

$$(3) \qquad dv = a\,dx + b\,dp,$$

a étant un coefficient qui peut être nul. Le volume v devant reprendre la même valeur quand x et p reprennent eux-mêmes leurs valeurs initiales, v est une fonction de x et de p, et dv est une différentielle exacte; il faut donc que l'on ait

$$(4) \qquad \frac{\partial a}{\partial p} = \frac{\partial b}{\partial x}.$$

On a, en remplaçant dm et dv par leurs valeurs dans l'expression de E,

$$dE = (ap - cx)\,dx + (bp - hx)\,dp.$$

Pour que le principe de la conservation de l'énergie soit satisfait, il faut que l'expression de dE soit une différentielle exacte (1), et par conséquent que l'on ait

$$\frac{\partial(ap - cx)}{\partial p} = \frac{\partial(bp - hx)}{\partial x}.$$

Cette condition d'intégrabilité développée, puis réduite au moyen de l'équation (4), devient

$$(\beta) \qquad a = x\left(\frac{\partial c}{\partial p} - \frac{\partial h}{\partial x}\right) - h.$$

(1) En effet, pour faire varier la pression du gaz contenu sous la cloche, il faut déplacer un piston et dépenser du travail mécanique. Ce travail, dont l'expression est $\int p\,dv$, doit, en vertu du principe de l'équivalence, être égal à la variation de l'énergie électrique $\int x\,dm$, pour un cycle fermé. Il faut donc avoir

$$\int p\,dv = \int x\,dm \quad \text{ou} \quad \int (p\,dv - x\,dm) = 0$$

pour un cycle fermé; donc il faut que $p\,dv - x\,dm$ soit une différentielle exacte.

Cette équation (β) exprime le principe de l'équivalence. En y joignant l'équation (α), on voit qu'elle se simplifie et qu'elle se réduit à

$$(\beta') \qquad a = -h.$$

Les deux principes de la conservation de l'électricité et de la conservation de l'énergie s'expriment donc par le système des équations α' et β'. Il ne reste plus qu'à les interpréter.

A cet effet, remarquons que h est une quantité différente de o et positive : c'est la charge qu'il faut fournir au plateau A pour maintenir son potentiel constant lorsqu'on augmente la pression d'une unité. D'après l'équation (β'), a est, par suite, une quantité différente de o et négative; or a, d'après l'équation (3), est la dérivée partielle du volume v du gaz par rapport au potentiel x; cette dérivée est négative : donc le volume du gaz diminue, à pression constante, lorsque le potentiel x augmente : phénomène physique nouveau dont l'analyse nous indique l'existence et la grandeur. Le principe de l'équivalence, pris tout seul, n'eût pas suffi pour établir ce résultat. En effet, si l'on ne tient pas compte de l'équation (α'), le principe de l'équivalence s'exprime par l'équation (β'), qui peut être satisfaite lors même que a serait nul. Le principe de la conservation de l'électricité est donc nécessaire pour démontrer *a priori* l'existence de la contraction électrique des gaz.

On peut calculer cette contraction en valeur absolue en se servant de la valeur de h, déterminée expérimentalement par M. Boltzmann. Ce physicien a trouvé par l'expérience que la capacité de son condensateur variait proportionnellement à la pression p. On a donc

$$c = c_0(1 + \gamma p),$$

c étant la capacité sous la pression p, c_0 la capacité dans le vide, et γ étant une constante spécifique du gaz qui forme la lame isolante. On a, par conséquent,

$$\frac{\partial c}{\partial p} = c_0\gamma;$$

par suite, en vertu de l'équation (α'), on a

$$\frac{\partial h}{\partial x} = c_0\gamma;$$

et enfin, en vertu de l'équation (β'), on a

$$-\frac{\partial a}{\partial x}=c_0\gamma.$$

En intégrant cette dernière équation, il vient

$$a=-c_0\gamma x;$$

et, comme a est la dérivée partielle de v par rapport à x, on a enfin

(6) $$\Delta v=-\tfrac{1}{2}c_0\gamma x^2.$$

Δv est la variation de volume qui a lieu lorsque le potentiel de A est porté de o à x. On voit que cette variation est proportionnelle au carré du potentiel, à la constante spécifique γ (¹) et à la capacité c_0 dans le vide.

La formule (6) permet de calculer la valeur numérique de la contraction électrique d'un gaz dans des conditions déterminées. Supposons que ce gaz soit de l'air et que le condensateur soit formé par deux armatures métalliques parallèles. Soient s la surface de chaque armature, e la distance qui les sépare, v_0 le volume de l'air compris dans l'espace cylindrique qui a pour base les deux armatures. Supposons que la pression de l'air soit de 760mm de mercure, et qu'on porte le potentiel x à la plus grande valeur qu'on puisse lui donner sous cette pression, c'est-à-dire à la valeur pour laquelle la distance explosive est égale à e; il est évident qu'on

(¹) Entre la contraction électrique d'un gaz et ses propriétés optiques, il paraît exister une relation très simple et qui mérite d'être remarquée : la constante γ est égale au pouvoir réfringent du gaz. En effet, d'après la théorie de Maxwell, le pouvoir diélectrique d'un corps doit être égal au carré de son indice de réfraction n; les expériences de Boltzmann avaient précisément pour objet de vérifier cette relation, et elles l'ont vérifiée en effet; les valeurs du pouvoir diélectrique ou de $1+\gamma p$ trouvées par Boltzmann sont égales aux carrés des indices des mêmes gaz; on a donc

$$1+\gamma p=n^2,$$

d'où

$$\gamma=\frac{n^2-1}{p}.$$

Le coefficient de contraction électrique γ est donc égal au pouvoir réfringent du gaz.

ne peut charger le condensateur davantage, puisqu'au delà l'étincelle jaillirait entre les deux armatures. Cherchons dans quel rapport se dilatera l'air dont le volume primitif est v_0. On a

$$c_0 = \frac{v_0}{4\pi e} \quad \text{et} \quad v_0 = se,$$

d'où

$$c_0 = \frac{v_0}{4\pi e^2};$$

en substituant cette valeur dans l'équation (6), il vient

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{1}{8\pi} \times \gamma \times \frac{x^2}{e^2}.$$

Le premier membre représente la dilatation électrique subie par chaque unité de volume de l'air. Dans le second membre, si l'on suppose que x correspond à la distance explosive e, le quotient $\frac{x}{e}$ est la valeur du potentiel qui donnerait une distance explosive égale à l'unité de longueur. La valeur de $\frac{x}{e}$ est, d'après sir W. Thomson, d'environ 133 unités C.G.S. pour l'air à la pression atmosphérique. D'autre part, on peut tirer la valeur de γ des expériences de M. Boltzmann. Ce physicien trouve pour l'air que $\frac{c}{c_0}$ ou $1 + \gamma p$ est égal à 1,00059, quand p est la pression mesurée par 760^{mm} de mercure, c'est-à-dire quand p égale 1033×980 unités de force C.G.S : d'où

$$\gamma = \frac{0,00059}{980 \times 1033} = 0,0000000004.$$

On a donc enfin

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{1}{8\pi} \times \overline{133}^2 \times 0,0000000004 = 0,00000031.$$

La contraction électrique des gaz autres que l'air peut se calculer directement, ou bien se déduire du nombre trouvé pour l'air, en remarquant que les dilatations électriques sont entre elles comme les valeurs de γ, et, par conséquent, comme les valeurs de γp, p étant la pression atmosphérique. D'après Boltzmann, les

valeurs de $1 + \gamma p$ sont, pour les divers gaz, données par le Tableau [1] suivant :

Air	1,00059
CO^2	1,00089
H	1,00025
CO	1,00065
Az^2O	1,00094
Gaz oléfiant	1,00124
Gaz des marais	1,00089

M. Quincke a récemment aperçu le phénomène de la contraction électrique dans le cas de l'acide carbonique.

Dilatation électrique du verre. — On se souvient que M. Duter a montré récemment que la lame de verre d'un condensateur se dilate, au moment de la charge, d'une quantité proportionnelle au carré du potentiel acquis par l'armature intérieure. Depuis, M. Righi a confirmé la loi de M. Duter : il a montré que la longueur d'une bouteille de Leyde, formée par un tube de verre droit, augmente proportionnellement au carré du potentiel. Appliquons à ce phénomène le mode d'analyse qui nous a précédemment servi.

Soit l la longueur de la bouteille de Leyde tubulaire de M. Righi, lorsque le potentiel de la lame isolée est x et que le tube est en même temps soumis, dans le sens de sa longueur, à la tension exercée par un poids p. Nous prendrons x et p pour variables indépendantes. Posons

$$dl = a\,dx + b\,dp,$$

a étant un coefficient positif qui mesure l'allongement électrique de la bouteille tubulaire de M. Righi, et b le coefficient d'élasticité du tube. Posons

$$dm = c\,dx + h\,dp,$$

c étant la capacité électrique de la bouteille tubulaire et h un coef-

---

[1] Les valeurs de $1 + \gamma p$ consignées dans ce Tableau sont, on le remarquera, sensiblement égales aux carrés des indices de réfraction. On a donc bien

$$1 + \gamma p = n^2.$$

ficient que nous ne supposerons pas *a priori* différent de o. Le principe de la conservation de l'électricité s'exprime par la condition d'intégrabilité

$$(\alpha) \qquad \frac{\partial c}{\partial p} = \frac{\partial h}{\partial x}.$$

Le principe de la conservation de l'énergie s'exprime en écrivant que la différentielle de l'énergie

$$d\mathrm{E} = p\,dl + x\,dm$$

est une différentielle exacte. On obtient ainsi, en tenant compte de l'équation (α), l'équation

$$(\beta') \qquad a = h.$$

Il ne reste plus qu'à interpréter le système des équations (α) et (β'). D'après cette dernière, a étant différent de o, il en est de même de h; il s'ensuit, en se reportant à l'équation (1), que la charge électrique augmente à potentiel constant en même temps que p; ou, en d'autres termes, que la capacité électrique augmente avec p. On peut même préciser davantage. L'allongement Δl est, d'après l'expérience, proportionnel au carré du potentiel. On a donc

$$\Delta l = k x^2,$$

k étant une constante. En tenant compte de cette relation dans les équations (α) et (β'), on trouve sans difficulté que l'on a

$$c = c_0 + kp,$$

c'est-à-dire que la capacité de la bouteille croît proportionnellement au poids tenseur p. On n'a pas encore essayé de vérifier par l'expérience l'existence de ce phénomène, indiqué par l'analyse.

Électrisation produite par la compression des cristaux hémièdres. — MM. P. et J. Curie ont récemment découvert qu'un grand nombre de cristaux hémièdres s'électrisent par la compression : lorsqu'on les comprime suivant un axe de l'hémiédrie, les extrémités de cet axe prennent des charges égales et de signes contraires. C'est, par exemple, le cas d'une tourmaline que l'on comprime suivant son axe. MM. Curie ont en outre constaté que la quantité d'électricité dégagée par la pression d'un poids p est pro-

portionnelle à ce poids et indépendante des dimensions du cristal.

Le calcul conduit ici aux conséquences suivantes. Supposons qu'on unisse les deux bases d'une tourmaline d'armatures métalliques et qu'on électrise ces armatures. Le cristal devra s'allonger si l'armature positive se trouve appliquée sur celle des bases de la tourmaline qui s'électrise positivement par la compression. L'inverse se présenterait si le cristal se trouvait retourné bout pour bout. On trouve, en outre, que l'allongement est proportionnel à la différence de potentiel communiquée aux extrémités du cristal. Le quartz, la topaze, etc., se déformeraient comme la tourmaline sous l'influence de l'électricité.

Le cas de l'allongement par électrisation mérite surtout d'attirer l'attention, car les attractions qui se produisent entre les électricités contraires tendraient à raccourcir le cristal et, par conséquent, ne sauraient expliquer son allongement. Ce phénomène est donc dû à un changement de structure produit par l'électrisation.

Pyro-électricité des cristaux. — On connaît les phénomènes de pyro-électricité présentés par un certain nombre de cristaux hémièdres, tels que la tourmaline. On peut appliquer à ces phénomènes le mode d'analyse qui nous a précédemment servi. On prendra ici pour variables indépendantes le potentiel x et la température absolue T. Le calcul conduit aux résultats suivants : 1° une tourmaline se refroidit lorsqu'on la soumet à l'influence électrique et qu'en même temps celle de ses extrémités qui s'électrise positivement par l'échauffement est dirigée vers le corps électrisé positivement : l'inverse aurait lieu si le cristal était retourné bout pour bout; 2° la capacité électrique d'un condensateur qui aurait pour lame isolante une tourmaline perpendiculaire à l'axe est indépendante de la température.

Phénomènes électro-capillaires. — En appliquant aux phénomènes capillaires présentés par une électrode de mercure le même mode d'analyse, on en déduit, ainsi que je l'ai montré autrefois, deux relations (1); la première de ces relations se trouve confirmée par des expériences récentes dues à M. R. Blondlot (2).

(1) Voir *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. V, p. 494; 1875.
(2) *Journal de Physique*, t. X, p. 217, 333 et 421.

Cette première relation s'écrit

$$c = -\frac{d^2 A}{dx^2}, \tag{1}$$

c étant la capacité de polarisation par unité de surface d'une électrode de mercure, A la constante capillaire du mercure et x la différence de potentiel entre ce métal et le liquide qui le baigne. A est une fonction de x, et j'ai démontré en 1877 ([1]), par des expériences que M. Blondlot et moi nous avons ensuite étendues à un grand nombre de liquides, que cette fonction A est la même, quelle que soit la nature des liquides employés. Il doit donc en être de même de sa dérivée seconde et, par conséquent, de la capacité c. Or, M. Blondlot a démontré par l'expérience que la capacité de polarisation du platine est indépendante de la nature du liquide qui le baigne, pourvu qu'on maintienne constantes les valeurs de x.

Ainsi que le fait remarquer M. Blondlot, cette loi pouvait se prévoir d'après la formule (1), sans pourtant en être la conséquence nécessaire; en effet, il n'est pas démontré que le platine, corps solide, ait une constante capillaire, et par conséquent que la formule (1) lui soit applicable. La loi découverte par M. Blondlot ne pouvait donc être démontrée que par l'expérience; mais, une fois démontrée, cette loi est une confirmation indirecte de la formule (1) et par conséquent du principe de la conservation de l'électricité.

Les exemples précédents suffisent pour montrer comment on peut appliquer à l'analyse d'un phénomène électrique le principe de la conservation de l'électricité, en même temps que le principe de l'équivalence. Quel que soit le problème auquel on applique ce calcul, on peut faire les remarques suivantes :

1° Les deux principes fournissent deux équations de condition distinctes et compatibles. Ce fait n'a rien d'étonnant, puisque les deux principes eux-mêmes sont distincts et compatibles.

2° Le système des deux équations ainsi obtenues s'interprète par deux lois physiques, dont l'une définit un phénomène nouveau qui est le réciproque du phénomène donné.

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XII, p. 265; 1877.

3° Le principe de la conservation de l'électricité est nécessaire pour établir ces conclusions : le principe de l'équivalence, pris tout seul, n'y eût pas suffi; notamment, il n'eût pas suffi pour prouver l'existence du phénomène réciproque.

Le principe de la conservation de l'électricité est l'analogue du principe de Carnot, car il vient même se joindre au principe de l'équivalence pour compléter l'analyse des phénomènes; il s'exprime de même par une condition d'intégrabilité, et il paraît également général.

La quantité d'électricité m est l'analogue non pas de la quantité de chaleur, mais de ce qu'on appelle l'*entropie;* on sait que l'on désigne ainsi la quantité $dS = \frac{dQ}{T}$, dQ étant une quantité de chaleur et T la température absolue. On sait que M. Clausius a démontré que, d'après Carnot, on avait $\int dS = 0$ pour tout cycle fermé : de telle sorte que le principe de Carnot pourrait s'appeler *le principe de la conservation de l'entropie.* Ensuite M. Kirchhoff a montré que l'on pouvait exprimer ce même principe en écrivant que dS est une différentielle exacte.

Nous avons déjà signalé en commençant l'analogie qui existe entre la quantité d'électricité et la quantité de matière telle qu'on la définit par des pesées. On peut donc former le Tableau suivant, dans lequel les quantités écrites sur la même ligne sont analogues.

Attraction newtonienne.	Électricité.	Chaleur.
H (potentiel de l'attraction newtonienne).	V (potentiel électrique).	T (température absolue).
M (quantité de matière).	m (quantité d'électricité).	S ou $\frac{Q}{T}$ (entropie).
HM (énergie de la pesanteur).	V_m (énergie électrique).	ST ou Q (quantités de chaleur ou énergie thermique).

On se rappelle que du temps de Sadi Carnot on croyait que les quantités de calorique ne pouvaient jamais varier; Carnot lui-même, dans un de ses raisonnements, a admis implicitement qu'il y avait conservation du calorique. Il résulte de cette erreur que l'on a dû corriger sur ce point le raisonnement de Carnot, en substituant l'entropie à la quantité de calorique; mais il en résulte en même temps que les raisonnements de Carnot s'appliquent sans

correction aux phénomènes électriques, à condition seulement de remplacer la température par le potentiel et la quantité de calorique par la quantité d'électricité. On peut ainsi démontrer (1), en se servant d'ailleurs des mêmes termes que Carnot, les deux théorèmes suivants, qu'il a énoncés dans le cas de la chaleur : 1° *Le rendement en travail d'un moteur électrique, pour une dépense donnée d'électricité, est maximum lorsque le cycle parcouru est réversible.* 2° *Ce maximum est indépendant de la nature du moteur.*

RECHERCHES SUR LE POUVOIR RÉFRINGENT DES LIQUIDES;

PAR M. B.-C. DAMIEN (2).

Je me suis proposé, dans ce travail :

1° D'étudier la variation de l'indice de réfraction d'un liquide avec la température ;

2° De déterminer la loi à laquelle est soumis l'indice de réfraction du mélange de plusieurs liquides ;

3° D'étudier au même point de vue les dissolutions salines.

Sauf quelques expériences de MM. Dale et Gladstone (3) sur le phosphore liquide à 35° et l'acide phénique, par exemple, on n'avait point encore étudié, sous le rapport de leurs propriétés optiques, les liquides *surfondus* et les dissolutions *sursaturées*. Je me suis proposé de combler cette lacune et aussi de déterminer l'approximation sur laquelle on peut compter quand on cherche à déduire les indices d'un corps solide de ceux de sa dissolution.

Les mesures à effectuer sont de deux espèces : il faut déterminer le titre et la densité des dissolutions, puis mesurer leurs indices à diverses températures.

La précision des mesures relatives au titre et à la densité réside

---

(1) Voir *Extension du principe de Carnot*, etc. (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXII, p. 1425 ; 1876.)

(2) Résumé, par l'auteur, d'une Thèse de doctorat publiée dans les *Ann. de l'École Normale supérieure*, 2e série, t. X, 1881.

(3) *Philosophical Transactions*, p. 887 (1858), *Phil. Magazine*, 4e série, t. XVIII, p. 30 (1859), et *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LVIII, p. 117.

surtout dans les pesées. Je me suis servi d'une balance de Collot, perfectionnée par M. Terquem, qui permet de peser très rapidement et très sûrement à $\frac{1}{15}$ et $\frac{1}{20}$ de milligramme près. Dans ces conditions, les déterminations se faisaient avec quatre décimales exactes; je m'en suis assuré par des mesures répétées.

Les indices de réfraction ont été mesurés par la méthode du prisme. J'ai employé un réfractomètre excellent, construit par MM. Brünner, qui permet d'apprécier un angle à $15''$ près ou à $7'',5$ par estime. J'ai d'ailleurs soumis cet instrument à une minutieuse vérification [1].

La cause d'incertitude la plus importante réside dans le défaut de parallélisme des lames de verre limitant le prisme à liquide et qui sont le plus souvent des prismes très aigus, ce que l'on constate aisément en observant que le prisme vide dévie encore la lumière. Au commencement de ce travail, je m'étais servi de trois prismes différents, dont la déviation propre variait de $15''$ à $45''$. J'ai pu ensuite me procurer des prismes à lames de verre à faces rigoureusement parallèles. Mais je ne pouvais songer à employer ces prismes extrêmement coûteux dans des recherches où j'étais souvent exposé à briser les lames obturatrices.

La méthode que j'ai employée pour calculer la correction qu'exige l'imperfection des prismes diffère assez peu de celle qui a été donnée par M. J. Macé de Lépinay [2], ce qui me dispensera d'entrer ici dans aucun détail.

Le terme correctif est d'autant plus grand que l'angle du prisme est plus petit. Aussi ai-je de préférence employé, quand cela était possible, un prisme d'environ 60°. Dans ces conditions, $20''$ d'erreur dans la mesure de la déviation altèrent de 6, 8 ou 9 unités la cinquième décimale de l'indice, selon que la déviation minima est 50°, 30° ou 20°. Or il est impossible, avec un peu d'habitude, de commettre une erreur aussi considérable, et, en effet, en répétant plusieurs fois une même expérience, j'ai vérifié que les erreurs, dans tous les cas, étaient inférieures à 0,00005. Je conserverai cinq décimales pour les indices mesurés.

---

(1) *Voir*, pour les détails, le Mémoire original (*Annales de l'École Normale supérieure*, 2e série, t. X, juillet 1881).

(2) *Journal de Physique*, t. IX, p. 200; 1880.

En résumé, les densités, le titre et les indices ont été déterminés avec une approximation de 0,0001. Je crois que les méthodes ordinaires ne comportent pas une plus grande précision.

Pour éclairer le collimateur, j'ai le plus souvent employé un tube de Geissler contenant de l'hydrogène et donnant les trois raies bien connues H_α, H_β et H_γ. Les deux premières coïncident, comme l'on sait, avec les raies C et F de Frauenhofer; la dernière est très voisine de la raie G. Le tube à hydrogène était illuminé à l'aide d'une bobine recevant le courant d'une machine de Gramme, mise elle-même en mouvement par un moteur à gaz de Bischopp.

Dans quelques expériences, je remplaçais le tube à hydrogène soit par un brûleur ordinaire de Bunsen dans lequel j'introduisais du sel marin, soit par un brûleur d'Edelmann ([1]).

I. *Liquides présentant le phénomène de la surfusion ou de la sursaturation.* — Les liquides étudiés ont été l'acide acétique anhydre, l'eau ([2]), le phosphore, et des dissolutions très concentrées d'hyposulfite de soude et d'azotate de chaux. Je me contenterai ici de donner les résultats relatifs au *phosphore,* dont l'étude optique m'a paru particulièrement intéressante. Les indices de réfraction du phosphore ne sont en effet surpassés que par ceux d'un très petit nombre de corps, le chromate de plomb et le diamant par exemple, et son coefficient de dispersion ainsi que son pouvoir dispersif excèdent de beaucoup ceux du sulfure du carbone et des flints les plus dispersifs.

Les seules expériences où l'on ait mesuré les indices du phosphore pour des raies bien déterminées du spectre sont celles de MM. Dale et Gladstone, effectuées à l'aide de la lumière solaire. Sous l'influence de cette lumière trop vive, il se produisait très rapidement une certaine opalescence, due probablement à la formation d'une petite quantité de phosphore amorphe dans le liquide. Dans mes expériences, le phosphore restait presque toujours dans l'obscurité et n'était éclairé que par une lumière relativement faible, celle du tube à hydrogène. Aussi l'inconvénient précédent, signalé par MM. Dale et Gladstone eux-mêmes,

---

([1]) *Journal de Physique,* t. II, p. 360; 1873.
([2]) *Id.,* t. X. p. 198; 1881.

était-il considérablement atténué, et le liquide conservait-il pendant longtemps sa transparence.

Quand le phosphore est bien purifié, il est presque incolore et laisse apercevoir très nettement les trois raies de l'hydrogène. Ces raies sont seulement un peu élargies, par suite de la très grande dispersion du phosphore. Avec quelques précautions, on a encore une grande précision dans les mesures ; il suffit de pointer les bords extrêmes de la fente et de prendre la moyenne. Ce pointé, très net quand la masse est à la même température, est indécis dans le cas contraire, de sorte que la difficulté même des mesures en assure la précision.

Un point important, c'est d'obtenir du phosphore bien purifié et bien transparent. A cet effet, le phosphore était fondu dans l'eau, et l'on y ajoutait, en agitant vivement et par petites portions, un peu de bichromate de potasse et d'acide sulfurique. Il se produisait une certaine effervescence, et le phosphore devenait translucide et presque incolore. Pour plus de précautions encore, le phosphore était filtré avant d'être introduit dans le prisme. Le phosphore fondu était placé dans un entonnoir fermé au moyen d'un agitateur rodé ; en soulevant légèrement cet agitateur, le phosphore tombait filtré par petites gouttes dans le prisme ou dans les flacons à densité.

Les densités, mesurées à trois températures différentes, sont :

A 30°,0	1,7684
A 42,3	1,7573
A 56,5	1,7444

C'est aussi à peu près entre ces limites qu'ont été effectuées les mesures d'indices. Comme le point de solidification du phosphore est 44°,2, on voit que les observations ont été poussées bien au-dessous du point de fusion.

Les nombres précédents montrent que la dilatation du phosphore liquide est à peu près uniforme, ce qui confirme les expériences de H. Kopp (¹) et de M. Billet (²).

(¹) Kopp, *Annalen der Chemie und Pharmacie*, t. XCIII, p. 129, et *Ann. de Chimie et de Physique*, 3ᵉ série, t. XLVII, p. 291.
(²) Billet, *Thèse de Chimie*. Paris, 1843.

Le Tableau suivant donne les résultats des mesures optiques. Pour chaque expérience, je déterminais les coefficients A, B, C de la formule de Cauchy ; je ne donne ici que la valeur de A, ainsi que la température et la densité :

T.	D.	H_α.	H_β.	H_γ.	A.
29°,2.....	1,7692	2,06032	2,12372	2,16298	1,99379
34,7.....	1,7641	2,05700	2,12035	2,15965	1,99066
37,5.....	1,7616	2,05370	2,11675	2,15634	1,98921
44,0.....	1,7557	2,05010	2,11311	2,15274	1,98579
49,2.....	1,7514	2,04628	2,10907	2,14890	1,98330
52,9.....	1,7476	2,04204	2,10436	2,14471	1,98111
55,3.....	1,7454	2,03754	2,09943	2,14012	1,97983

Avec les nombres contenus dans ce Tableau, il est facile de calculer les valeurs numériques correspondant aux diverses définitions données pour le pouvoir réfringent, c'est-à-dire $\frac{A-1}{d}$, $\frac{n-1}{d}$, $\frac{A^2-1}{d}$, $\frac{n^2-1}{d}$, ... Pour n, j'ai pris les indices correspondant à la raie rouge H_α de l'hydrogène.

Le calcul montre qu'aucune de ces expressions n'est absolument constante et indépendante de la température. Toutes diminuent quand la température s'élève, et la diminution est à peu près proportionnelle à l'accroissement de la température.

J'ai alors cherché à représenter les variations de ces quantités par une formule de la forme

$$M = M_0(1 - \alpha t).$$

J'ai fait concourir toutes les observations à l'établissement de cette formule, et j'ai ainsi obtenu

$$\frac{A-1}{d} = 0,561984(1 - 0,0000197\,t),$$

$$\frac{n_\alpha - 1}{d} = 0,604435(1 - 0,0002640\,t),$$

$$\frac{A^2-1}{d} = 1,690919(1 - 0,0001930\,t),$$

$$\frac{n_\alpha^2 - 1}{d} = 1,864135(1 - 0,0005190\,t).$$

On voit immédiatement que la loi

$$\frac{A - 1}{d} = \text{const.}$$

est la plus approchée. Pour de faibles différences de température, les écarts entre les observations et le calcul seraient du même ordre de grandeur que les erreurs d'expérience: c'est le cas dans lequel s'est placé M. Wüllner (¹) dans des expériences analogues, et c'est ce qui confirme ses conclusions.

Les autres liquides étudiés conduisent à une conclusion identique. Si en outre on observe la variation des indices avec la température, on est conduit à énoncer les résultats suivants :

1° La marche générale de la variation des indices de réfraction d'un liquide n'est pas troublée quand la température passe par le point de solidification et que le liquide se refroidit à l'état de *surfusion* ou de *sursaturation*. Cela est particulièrement vrai pour *l'eau, dont les indices continuent à croître au-dessous de* 0°.

2° Aucune des expressions proposées pour définir le pouvoir réfringent $\left(\frac{A-1}{D}, \frac{n-1}{D}, \frac{A^2-1}{D}, \frac{n^2-1}{D}, \ldots\right)$ n'est constante; toutes diminuent quand la température s'élève.

3° La diminution est la plus petite possible pour $\frac{A-1}{D}$, A étant le premier terme de la formule de Cauchy, autrement dit l'indice correspondant à une longueur d'onde infinie. Pour des variations de température peu considérables, les différences sont très faibles, souvent négligeables, de sorte que l'on peut admettre que *le pouvoir réfringent* $\frac{A-1}{D}$ *d'un corps est une quantité très sensiblement constante.*

Étude particulière du phosphore solide. — Le phosphore présente, comme cela résulte des expériences de Ed. Desains (²), une sorte de continuité dans la plupart de ses propriétés physiques, de l'état solide à l'état liquide : ainsi il n'y a pas de différence sensible entre

(¹) WÜLLNER, *Ann. de Pogg.*, t. CXXXIII, p. 1, et *Ann. de Chimie et de Physique*, 4ᵉ série, t. XIV, p. 498.
(²) ED. DESAINS, *Annales de Chimie et de Physique*, 3ᵉ série, t. XXII, p. 432.

la chaleur spécifique du phosphore liquide et du phosphore solide pris au même degré. J'ai cherché à reconnaître s'il en est de même en ce qui concerne le *pouvoir réfringent*.

Les densités du phosphore solide, déterminées directement à trois températures différentes, sont :

A 24°,2	1,8280
A 35,2	1,8206
A 40,1	1,8173

Elles permettent de constater que la dilatation du phosphore solide est uniforme, comme celle du phosphore liquide. Les coefficients de dilatation sont d'ailleurs différents, étant 0,000384 dans le premier cas et 0,000517 dans le second. On peut aisément calculer ce que seraient les deux densités à 44°,2 sous les deux états. On trouve 1,8140 et 1,7555. On en conclut qu'au moment de sa solidification le phosphore se dilate de 0,0033 de son volume, ce qui est la confirmation d'un fait déjà signalé par H. Kopp.

Pour mesurer les indices, j'ai solidifié du phosphore dans un prisme très aigu, de 15°, dont les faces étaient rigoureusement parallèles. Les mesures ont été faites à 29°,2, 34°,7 et 37°,5, températures que j'avais obtenues pour le phosphore en surfusion :

T.	D.	H_α.	H_β.	H_γ.
29°,2	1,8244	2,09300	2,15831	2,19885,
34,7	1,8209	2,09154	2,15766	2,19748,
37,5	1,8191	2,08873	2,15388	2,19462.

Les formules de dispersion, déduites des expériences précédentes, sont

$$n = 2,02478 + \frac{2,67467}{\lambda^2} + \frac{11,464}{\lambda^4},$$

$$n = 2,02266 + \frac{2,79096}{\lambda^2} + \frac{9,540}{\lambda^4},$$

$$n = 2,02161 + \frac{2,60600}{\lambda^2} + \frac{12,385}{\lambda^4}.$$

Calculons maintenant le pouvoir réfringent $\frac{A-1}{D}$ du phosphore

solide et comparons les valeurs obtenues à celles du phosphore liquide aux mêmes températures :

	Phosphore		
T.	solide.	liquide.	Différence.
29°,2..........	0,561707	0,561718	+ 0,000011
34,7..........	0,561623	0,561567	— 0,000054
37,5..........	0,561601	0,561541	— 0,000060

Les différences sont extrêmement faibles et certainement du même ordre que celles qu'entraînent les erreurs d'expérience.

Il n'y a donc pas de différence sensible entre le pouvoir réfringent du phosphore liquide et celui du phosphore solide, pris au même degré. (*A suivre.*)

LE DÉVIOSCOPE, OU APPAREIL DONNANT DIRECTEMENT LE RAPPORT QUI EXISTE ENTRE LA VITESSE ANGULAIRE DE LA TERRE ET CELLE D'UN HORIZON QUELCONQUE AUTOUR DE LA VERTICALE DU LIEU;

PAR M. G. SIRE.

Foucault a formulé le premier que la rotation apparente du plan d'oscillation du pendule est proportionnelle au sinus de la latitude, autrement dit, que le déplacement angulaire du plan d'oscillation est égal au mouvement angulaire de la Terre dans le même temps, multiplié par le sinus de la latitude du lieu de l'observation. Dans notre hémisphère, ce déplacement a lieu vers la gauche de l'observateur qui regarde le pendule ; il a lieu vers la droite dans l'hémisphère austral.

Foucault est arrivé à la découverte de cette loi à l'aide d'une ingénieuse hypothèse qui consiste à admettre que, quand la verticale, toujours comprise dans le plan d'oscillation, change de direction dans l'espace, les positions successives du plan d'oscillation sont déterminées par la condition de faire entre elles des angles minima. Autrement dit et en langue vulgaire, lorsque la verticale sort du plan d'impulsion primitive, le plan d'oscillation la suit en restant aussi parallèle que possible.

L'exactitude de cette loi du sinus de la latitude a été confirmée

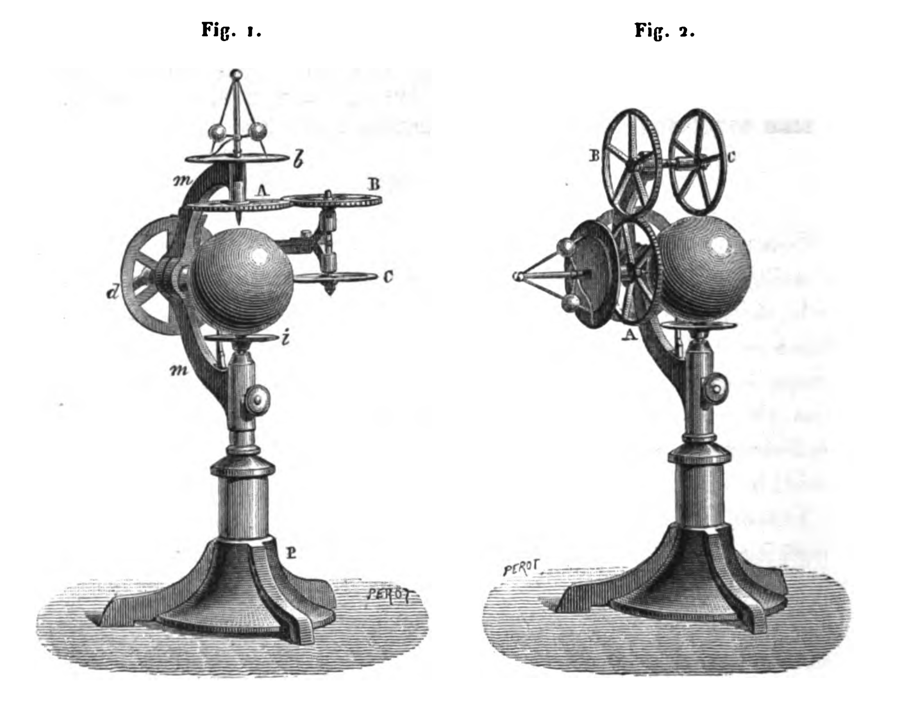
dans tous les lieux où la célèbre expérience de Foucault a été répétée. La difficulté de faire l'expérience dans un Cours de Physique a déterminé quelques savants à imaginer des instruments qui pussent indiquer artificiellement et sur place ce qui, en réalité, se produit aux diverses latitudes. On peut notamment citer Wheatstone et de Silvestre.

L'appareil que j'ai construit permet de vérifier très simplement la loi en question, en ce que la disposition adoptée est une réalisation mécanique fidèle de l'hypothèse de Foucault.

Cet appareil est représenté dans trois positions différentes dans les *fig* 1, 2 et 3 ci-dessous; ces positions correspondent à l'expérience du pendule exécutée au pôle, à l'équateur et à une latitude moyenne.

L'appareil se compose (*fig.* 1) d'un trépied de fonte P, sur-

Fig. 1. Fig. 2.



monté d'un axe d'acier qui supporte une sphère de métal ou de bois dur. Dans toutes les expériences, cette sphère reste fixe. Une armature cintrée *mm* sert de support à un petit système d'engre-

nages composé des trois roues A, B, C. La sphère et ces trois roues ont rigoureusement le même diamètre.

La roue A est fixée à un axe d'acier sur le prolongement duquel est figuré le plan d'oscillation d'un pendule fictif, par deux petites boules de laiton. C'est ce petit pendule que l'on peut établir aux diverses latitudes de la sphère, en déplaçant le système d'engrenages au moyen d'un mouvement de charnière existant sur le milieu de l'armature cintrée *mm* et dont l'axe, prolongé par la pensée, aboutit au centre de la sphère. Sur la partie supérieure de l'armature existe un index qui se meut sur le cercle divisé *d*, ce qui permet de placer exactement le pendule fictif à une latitude quelconque. De cette façon, la verticale du pendule se déplace à volonté, suivant un même méridien de la sphère centrale.

Les roues A et B sont dentées et engrènent ensemble. Quant à la roue C, solidaire avec la roue B, ce n'est en réalité qu'une roulette, au bord tranchant finement denté, destinée à rouler *sans glissement* sur la sphère, lorsqu'on fait tourner, dans le sens de la rotation terrestre, l'armature *mm* autour de l'axe vertical de l'instrument. Or il est visible que, dans cette rotation, la roulette C entraîne la roue B, puisque ces deux pièces sont solidaires sur le même axe, toujours parallèle à la verticale du lieu d'observation ; par suite, la roue B imprime à la roue A une vitesse angulaire égale à la sienne, mais de sens contraire. D'autre part, comme l'axe de la roue A, dans la *fig.* 1, est placé sur le prolongement du diamètre vertical de la sphère, figurant l'axe terrestre, tandis que la roulette C se meut sur l'équateur de cette même sphère, il en résulte que le plan d'oscillation du pendule fictif reste rigoureusement fixe par rapport aux objets environnants.

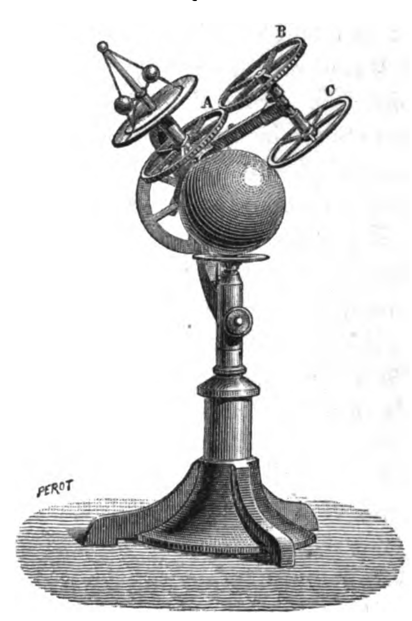
De cette fixité on déduit aisément, à l'aide d'un cadran *b* figurant un horizon polaire fixé au support tournant et par une aiguille établie dans le plan d'oscillation, que ce plan semble se déplacer en sens contraire de la rotation du support. On vérifie de la sorte qu'au pôle le déplacement du plan d'oscillation du pendule est égal au mouvement angulaire de la Terre, mais de sens contraire, et que ce déplacement a lieu vers la gauche de l'observateur qui regarde le pendule.

Pour vérifier ce qui se passe à l'équateur terrestre, on dispose l'appareil comme dans la *fig.* 2. On voit alors que le point de

contact de la roulette C se trouve précisément au pôle de la sphère, et, partant, que le déplacement de tout le système autour de la verticale de l'appareil ne peut produire aucune rotation angulaire de cette roulette autour de son axe, et qu'il en est de même des roues B et A. On démontre ainsi que, à l'équateur, le plan d'oscillation du pendule n'éprouve aucun déplacement angulaire autour de la verticale, quel que soit l'azimut de ce plan.

Enfin, si l'on considère le cas de l'expérience du pendule exécutée à une latitude moyenne, l'appareil doit être disposé comme dans la *fig.* 3. Dans cette disposition, la roulette C est astreinte à

Fig. 3.



se mouvoir sur un parallèle de la sphère, dont la latitude est égale au complément de celle du lieu de l'observation ; dès lors cette roulette imprime à la roue A une vitesse angulaire $\omega' = \omega \sin\lambda$, ω étant son déplacement angulaire sur la sphère.

Pour le démontrer, soient : PP′ (*fig.* 4) la ligne des pôles de la sphère ; EE′ l'équateur ; λ la latitude du lieu.

En faisant tourner le système de roues autour de la verticale de l'appareil, on voit facilement que les chemins parcourus par le

point de contact b sur la circonférence de la roulette $\dot{C}$ et sur le cercle parallèle de rayon ab sont respectivement

$$\omega' \times bd \quad \text{et} \quad \omega \times ab.$$

Or ces chemins sont égaux, puisque la roulette C se meut sans glissement sur la sphère; on a donc

$$(1) \qquad \omega' = \omega \frac{ab}{bd}.$$

La simple discussion de cette formule élémentaire fait voir que:

1° Quand l'expérience est faite au pôle comme dans la *fig.* 1, ab devient égal à $oE' = bd$; par suite, $\omega' = \omega$.

Fig. 4.

2° Dans le cas de l'équateur (*fig.* 2), ab est nul, ω' est aussi nul.

3° Enfin, pour le cas de la *fig.* 3, comme par construction $bd = ob$, la formule (1) devient

$$\omega' = \omega \frac{ab}{ob} = \omega \sin \alpha$$

ou

$$\omega' = \omega \sin \lambda,$$

ce qu'il fallait démontrer.

PROCÉDÉS POUR EXÉCUTER LES FIGURES DESTINÉES AUX DÉMONSTRATIONS A L'AIDE DES PROJECTIONS;

PAR M. LE D[r] FRANÇOIS-FRANCK.

Pour obtenir rapidement et à peu de frais des dessins transparents se prêtant facilement aux projections, j'emploie divers procédés.

L'un d'eux, déjà connu, consiste à tracer le dessin au crayon sur un verre dépoli et à le fixer au moyen d'un vernis à la térébenthine. Les dessins obtenus sont très purs et peuvent recevoir des colorations variées au moyen de couleurs transparentes d'aniline, additionnées de gomme arabique.

Le second procédé consiste à calquer, avec une pointe fine comme une aiguille courte et solidement emmanchée, sur une feuille de gélatine, le dessin ou le schéma préalablement tracé sur papier : c'est le moyen qu'emploient les graveurs sur bois pour transporter les courbes et autres traits qu'on leur donne à graver. On obtient ainsi, sur une feuille translucide, une légère gravure dont les traits sont rendus opaques en promenant à la surface de la feuille une poudre sèche, noire ou rouge comme la *sanguine* des graveurs. C'est notre habile graveur, M. Pérot, qui m'a indiqué ce procédé. La gélatine, qu'on trouve dans le commerce en feuilles aussi fines qu'il est désirable, reçoit très bien les couleurs transparentes, mais il faut avoir soin de ne les appliquer qu'en couches très fines pour ne pas gonfler et rider la feuille. Quand le dessin est obtenu, colorié ou non, pour s'en servir en projection, il faut enfermer la feuille de gélatine entre deux plaques de verre mince dont on réunit les bords avec quelques bandelettes de papier gommé, ou avec de simples étiquettes encollées d'avance, toutes choses qu'on a facilement sous la main. En intercalant ainsi la gélatine entre deux plaques de verre, non seulement on facilite son introduction dans le cadre et on la maintient bien tendue, mais encore on la préserve suffisamment contre un échauffement trop rapide.

Un troisième moyen d'obtenir des figures avec rapidité consiste à dessiner, sur une plaque de verre enfumé à la flamme d'une bou-

gie, et à fixer le noir de fumée avec le vernis photographique ordinaire étendu d'alcool (vernis sœhné).

Les dessins sur verre enfumé sont toujours très imparfaits, mais ils suffisent et au delà aux besoins des démonstrations. Pour les schémas, par exemple, je les préfère à tous les autres. Un trait blanc sur fond noir se détache très nettement sur l'écran et présente l'avantage d'être perçu de très loin. On ne doit pas craindre de donner à ce trait de grandes dimensions; aussi, quand on a construit son dessin en quelques coups de pointe fine, gagne-t-on à élargir le trait avec un instrument plus large, une plume à écrire *la ronde,* par exemple. L'un des meilleurs moyens de faire un schéma bien net consiste à le dessiner en appliquant la plaque enfumée sur le carreau d'une fenêtre : on voit alors facilement les limites de la ligne qu'on trace, et on peut dessiner plus librement que si on appliquait la plaque sur une feuille de papier blanc. Quand on a terminé le dessin, on peut écrire une légende, mettre des lettres en différents points de la figure, etc.; bref, on a toutes facilités pour faire en quelques minutes une figure très complète. Rien n'empêche, quand elle a été fixée au vernis, d'y ajouter des couleurs transparentes, et même cette addition de couleurs se fait ici beaucoup plus facilement que sur le verre dépoli ou sur la gélatine, parce que, s'il y a des bavures, elles passent inaperçues à la projection, car elles se perdent sur le fond noir qui limite la partie coloriée.

On peut, sans dispositif spécial, montrer à un auditoire des courbes s'inscrivant sur une plaque enfumée placée dans le cadre de la lanterne de projection. Il suffit pour cela de placer au devant de la lanterne et au-dessous du cône à projection l'un de ces chariots *automoteurs* dont on se sert dans tous les laboratoires de Physiologie pour déplacer les plumes inscrivantes au devant des cylindres enregistreurs. Ces appareils ont été construits, soit par M. Bréguet, soit par M. Verdin, sur les indications de M. Marey. Ils consistent essentiellement en une vis mue par un petit mouvement d'horlogerie, réglé lui-même au moyen d'un volant à ailettes. Dans sa rotation, la vis entraîne un chariot qui porte une tige verticale : c'est sur cette tige qu'on fixe l'appareil enregistreur dont la plume chemine au-devant de la plaque de verre enfumée qui a été placée dans le cadre de la lanterne. A mesure que la pointe

écrit sur le verre en déplaçant le noir de fumée, une courbe lumineuse se projette sur l'écran et le tracé s'écrit ainsi sous les yeux des assistants.

Cette méthode a été employée depuis longtemps par M. Marey, qui a même fait construire un appareil spécial (le polygraphe à projection) adapté à la lanterne Duboscq ; mais ceux qui n'ont pas cet appareil à leur disposition peuvent se servir du chariot qui se trouve dans tous les laboratoires et auquel on peut donner des vitesses très variées.

R. KOENIG. — Ueber den Ursprung der Stösse und Stosstöne bei harmonischen Intervallen (Sur l'origine des battements et des sons résultants des intervalles harmoniques); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. XII, p. 335 ; 1881.

1. Pour expliquer les battements des intervalles harmoniques, M. Helmholtz suppose que c'est un des harmoniques du son le plus grave qui bat avec le son aigu. M. Kœnig, qui a fait sur ce sujet des expériences à l'aide de forts diapasons, n'admet pas la production d'harmoniques sensibles dans ces expériences.

Le son d'un diapason se rapproche d'autant plus d'un son simple que l'épaisseur des branches est plus grande. Si l'on a divers diapasons, de longueurs différentes, à l'unisson, il faut, pour les plus longs, accroître dans une forte proportion l'épaisseur, car le nombre des vibrations, proportionnel à l'épaisseur, est inverse du carré de la longueur, et il est difficile de donner alors au diapason de grandes amplitudes.

Les harmoniques d'un ton simple, intense, qui se produisent dans l'oreille ont, suivant l'auteur, peu d'influence sur la production des battements des intervalles harmoniques.

On peut obtenir des sons résultants à l'aide de sons simples très faibles, tels que les sons des tuyaux fermés. On se met loin du tuyau, l'oreille armée d'un résonnateur convenable, et l'on se place en un des nœuds produits dans une salle par les ondes directes et les ondes réfléchies. Par exemple, avec un tuyau do^2 faiblement embouché, on entend do^3, do^4, sol^6, le premier très faible, les autres plus intenses.

Ces expériences rappellent celles de Masson qui avait déjà si-

gnalé, dans l'audition d'un tuyau, la présence des harmoniques pairs qui conviennent aux tuyaux ouverts et celle des harmoniques impairs.

Avec un tuyau *do*[1] presque débarrassé d'harmoniques et en approchant de l'oreille des diapasons de la série harmonique, on entend des battements pour tous les intervalles harmoniques pairs ou impairs jusqu'au quatorzième. Les deux sons employés sont sensiblement simples. Ainsi les battements se produisent sans l'intervention de sons harmoniques.

M. Kœnig produit des sons résultants en dirigeant un courant d'air, au travers d'une fente étroite, contre une lame métallique découpée en forme de ligne d'onde, c'est-à-dire d'une de ces lignes sinueuses que l'on obtient par la combinaison de deux mouvements simples.

Ces lames forment le bord d'un disque ou la surface d'un cylindre qui tournent; la longueur de la fente varie périodiquement par l'interposition de cet écran mobile. L'air reçoit un mouvement analogue à celui qui résulte de la coexistence de deux sons simples.

On entend des battements si la rotation est lente, et des sons résultants si elle est rapide.

L'auteur appelle cet appareil une *sirène d'ondes*.

En faisant varier la direction de la fente par rapport à celle des sinusoïdes, on a des sons accompagnés d'harmoniques ; les sons résultants n'augmentent pas d'intensité : ils sont plutôt un peu affaiblis. Les harmoniques ne jouent donc aucun rôle dans leur production.

2. L'auteur décrit un appareil qu'il a imaginé pour faire entendre les sons résultants. Il a recours aux vibrations longitudinales des verges.

Deux verges de verre verticales, fixées à un support, sont frottées par une roue verticale, recouverte de cuir que l'on entretient humide en plaçant au-dessous de la roue un petit auget plein d'eau. On produit ainsi des sons purs qui font naître un son résultant, perceptible à une grande distance. E. Gripon.

T. MARTINI. — La velocita del suono nel cloro (Vitesse du son dans le chlore *Atti del R. Istituto Veneto di Scienze, Lettere ed Arti,* 5e série, t. VII; 1881.

L'auteur détermine les longueurs des colonnes d'air et de chlore renfermées dans un tube vertical de verre de $0^m,02$ de diamètre qui renforcent au maximum le son d'un diapason *do*^{3}. Les colonnes sont limitées par de l'acide sulfurique dont on fait varier graduellement le niveau. Le rapport des longueurs observées est égal à celui des vitesses du son dans les deux gaz.

Les vitesses du son dans l'acide carbonique et le protoxyde d'azote déterminées par ce procédé se trouvent d'accord avec les nombres trouvés par Dulong, Masson et Regnault.

La vitesse du son dans le chlore est en moyenne $206^m,4$ à $0°$. En introduisant cette valeur dans la formule théorique du son, on trouve 1,336 pour le rapport des chaleurs spécifiques, si l'on fait usage de la densité du chlore observée 0,00318. La densité théorique 0,003137 donne 1,319 pour le même rapport.

La formule $C - c = \frac{a p_0 v_0}{E}$ donne $\frac{C}{c} = 1,305$.

E. GRIPON.

J.-H. GLADSTONE ET ALFRED TRIBE. — Note on thermal electrolysis (Note sur l'électrolyse produite par la chaleur); *Phil. Magazine,* 5e série, t. XI, p. 508; 1881.

On fond du chlorure d'argent dans un creuset dont on échauffe inégalement les deux côtés. Deux baguettes d'argent métallique en relation avec un galvanomètre sont plongées l'une dans la partie chaude, l'autre dans la partie froide du chlorure : le galvanomètre montre une déviation d'autant plus grande que la différence de température est plus considérable, et la baguette d'argent froide se couvre de cristaux d'argent, tandis que la baguette chaude demeure parfaitement polie. En substituant du chlorure de cuivre et du cuivre au chlorure d'argent et à l'argent, on obtient le même résultat.

Il y a donc une force électromotrice thermo-électrique au contact de l'argent ou du cuivre solide et des chlorures fondus des métaux

correspondants. Le métal chaud est à l'extérieur le pôle négatif du couple. Quand le circuit est fermé, le sel est décomposé par le courant et le métal se dépose sur l'électrode froide.

J'ai vérifié les résultats indiqués par MM. Gladstone et Tribe dans le cas du cuivre et du chlorure de cuivre : le signe de la force électromotrice concorde avec celui que mes expériences personnelles indiquent entre le cuivre et le chlorure de cuivre en dissolution aqueuse. Le cuivre chaud est, dans ce cas, le pôle négatif à l'extérieur ; il est vivement attaqué par la liqueur qui le baigne.

E. Bouty.

A. TRIBE. — On an electrochemical methode of investigating the field of electrolytic action (Méthode électrochimique pour explorer le champ de l'action électrolytique); *Phil. Magazine*, 5e série, t. XI, p. 446; 1881.

Cette méthode consiste à disposer dans le champ une électrode parasite isolée, qui, livrant au courant un passage plus facile que le liquide ambiant, se comporte sur une certaine région comme une électrode positive, sur une autre région comme une électrode négative ; la disposition de la ligne de séparation des deux régions est caractéristique de l'état du champ.

Malheureusement l'électrode parasite introduit dans l'état du champ étudié une perturbation variable suivant la disposition préexistante des lignes de courant. La méthode de M. Tribe ne peut donc fournir que des résultats grossièrement qualitatifs.

E. Bouty.

W. HOLTZ. — Ueber die electrische Entladung in flüssigen Isolatoren (Décharge électrique dans les liquides isolants); *Annalen der Physik und Chemie*, t. XI, p. 704; 1880.

Les décharges lumineuses ne peuvent être obtenues que dans des liquides très mauvais conducteurs, à la condition d'employer des électrodes en pointe et d'éviter toute fuite d'électricité. L'auteur a réalisé ces conditions à l'aide de deux appareils différents. L'un est un tube de verre vertical dont le fond est traversé par une aiguille, et le couvercle d'ébonite par une tige terminée par une

seconde aiguille; l'autre est un tube horizontal : les tiges sont mastiquées suivant son axe, et des tubes latéraux permettent l'introduction du liquide.

La source d'électricité est une machine à influence.

L'auteur trouve qu'au point de vue des lois de l'étincelle les liquides se comportent plutôt comme des gaz que comme des isolants solides; cependant la longueur de l'étincelle ne dépend ni de la grandeur du condensateur de la machine ni du retard qu'on fait subir à la décharge. Elle augmente avec le diamètre des plateaux et aussi lorsque les électrodes se terminent par des boules de plus en plus petites et par des pointes; elle est indépendante de la vitesse de rotation des plateaux, sauf pour l'éther, qui semble devenir de plus en plus conducteur, probablement par suite de l'absorption d'un peu d'humidité.

Les longueurs maxima d'étincelle observées ont été :

Pétrole	68mm
Benzine	60
Essence de térébenthine	58
Huile de résine	58
Sulfure de carbone	53
Huile d'olives	48
Huile d'amandes	48
Éther	20

L'étincelle est plus longue entre une pointe positive et un disque négatif qu'avec la disposition inverse; elle est en général plus mince et plus brillante que dans l'air; le sulfure de carbone donne le maximum d'éclat, l'huile d'olive le minimum.

L'étincelle est en général blanche; elle présente une forme en zigzag, des ramifications, puis se transforme en aigrettes quand la distance des pointes dépasse une certaine limite. Ces phénomènes sont semblables à ceux qu'on observe dans l'air.

Comme faits particuliers aux liquides, on peut signaler : 1° l'existence d'un grand nombre de points noirs dans l'étincelle, dus probablement aux bulles de gaz provenant de la décomposition du liquide; 2° des aigrettes visibles seulement dans l'obscurité et qui accompagnent toujours l'étincelle; après le passage de la décharge, une lueur en forme de boule ou d'ellipsoïde apparaît entre les deux

pôles, puis s'élargit peu à peu; 3° enfin, dans l'huile d'olive, l'étincelle est enveloppée d'une fluorescence jaunâtre.

On peut facilement obtenir des décharges en aigrettes, surtout lorsque le liquide contient des particules en suspension (et le passage de l'électricité en fournit toujours par la décomposition du liquide).

Leur aspect est très variable, suivant la nature du liquide et le signe des pôles : le pétrole donne des aigrettes plus longues que les autres liquides; la différence entre les deux pôles est surtout marquée dans la benzine.

Le passage de l'étincelle aux aigrettes se fait par des lueurs en forme soit d'étoiles, soit d'une gaîne lumineuse à la surface des fils.

C. Daguenet.

W. HOLTZ. — Ueber electrische Figuren auf der Oberfläche von Flüssigkeiten (Figures électriques à la surface des liquides); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XI, p. 716; 1880.

On obtient à la surface des liquides isolants des figures analogues à celles de Lichtenberg en approchant le bouton d'une bouteille de Leyde de la boule qui surmonte un conducteur vertical terminé en pointe à une petite distance de la surface liquide. Avec l'essence de térébenthine, l'huile de lin et le pétrole et des conducteurs métalliques, on obtient tantôt la figure positive formée de rayons divergents, tantôt la figure négative composée de rides circulaires; cette dernière correspond toujours aux décharges non bruyantes, quel que soit le signe de l'électricité; on l'obtient dans tous les cas en remplaçant les tiges métalliques par des tiges de bois. Les figures persistent plus ou moins longtemps suivant la viscosité du liquide.

Il est à remarquer que, si l'on répète l'expérience même de Lichtenberg en interposant une tige de bois terminée en pointe entre la bouteille de Leyde et un gâteau de résine, la figure dite *négative* se produit aussi bien avec l'électricité négative qu'avec l'électricité positive.

C. Daguenet.

W. THOMSON. — On a method of determining the critical temperature for any liquid and its vapour without mechanism (Méthode pour déterminer la température critique d'un liquide et de sa vapeur sans mécanisme); *Nature*, 25 novembre 1880.

M. W. Thomson conseille de prendre un tube droit de $0^m,60$ de long, que l'on remplira du liquide à étudier de manière à réserver à sa vapeur un espace de $0^m,03$ à $0^m,04$ à la température ordinaire. Ce tube étant fixé verticalement et échauffé par deux appareils distincts à des températures que l'on règle à volonté, on pourra s'arranger, en élevant progressivement la température des $0^m,10$ supérieurs et des $0^m,40$ inférieurs du tube, pour maintenir la surface de séparation du liquide et de sa vapeur dans une situation à peu près fixe jusqu'à ce qu'elle disparaisse. La température de la région du tube où se trouvait la surface au moment de sa disparition est la température critique.

M. W. Thomson n'a pas essayé de mettre en pratique le procédé qu'il recommande, mais il en croit l'application très sûre et très facile.

E. Bouty.

Dr TUMLIRZ. — Ueber die Beugungserscheinungen vor dem Rande eines Schirmes (Phénomènes de diffraction antérieurs à l'écran); *Annalen der Physik und Chemie*, t. XII, p. 159; 1881.

On sait que l'on observe des franges de diffraction même lorsque le plan focal de la loupe se trouve compris entre l'écran et la source. L'auteur montre l'inutilité des hypothèses indiquées à ce sujet par Verdet (1). Ces phénomènes s'expliquent sans aucune difficulté par la théorie ordinaire de la diffraction, en tenant compte du rôle de l'œil dans ces phénomènes, et en remarquant que tous les rayons lumineux issus d'un même point du plan focal de la loupe viennent converger en un même point de la rétine, sans acquérir dans l'intervalle aucune nouvelle différence de marche.

Il est à remarquer que Knochenhauer (2) a étudié quelques cas

(1) *Optique*, t. I, p. 400.
(2) *Die Undulation Theorie des Lichtes*, p. 48.

particuliers de ces phénomènes de diffraction, et la marche suivie par lui semble montrer qu'il est parti de principes identiques à ceux que l'on vient d'indiquer. J. MACÉ DE LÉPINAY.

JOURNAL DE LA SOCIÉTÉ PHYSICO-CHIMIQUE RUSSE.

Tome XII; 1880.

AVENARIUS. — Sur quelques liquides dont les propriétés physiques sont semblables, p. 20.

M. Andrews a démontré que la loi de Mariotte et de Gay-Lussac s'applique bien aux liquides à des températures un peu supérieures à leurs points d'ébullition absolus, de sorte qu'il devient possible d'en calculer le volume spécifique si l'on détermine la tension de la vapeur dans ces conditions, comme l'a fait M. Saïontschewski au laboratoire de l'Université de Kiew. On trouve ainsi des volumes spécifiques à peu près égaux pour l'éther, l'alcool et la diéthylamine.

L'auteur a trouvé que la formule empirique

$$v = 3,19 - 0,802 \log(T - \tau)$$

exprime le volume spécifique v de l'éther à la température τ en fonction de la température d'ébullition absolue T du liquide. M. Jone a constaté que la même formule, sans changement de coefficients, s'applique à l'alcool, de sorte qu'on peut supposer qu'elle exprimera aussi le volume spécifique de la diéthylamine, dont les propriétés rendent la vérification expérimentale fort difficile.

N. PICATSCHEN. — Verglas à Oufa la nuit du 12-13 décembre 1878, p. 23-24.

La particularité du cas décrit par l'auteur, c'est qu'il a eu lieu par un fort vent de sud-est. La pluie se congelait partiellement avant de tomber, car de temps en temps on entendait aux vitres exposées au vent un bruit semblable au choc des grains de grêle

ZOMAKION. — **Sur la conductibilité électrique des gaz, p. 45-47.**

L'auteur faisait traverser par la décharge d'un condensateur un tube rempli de gaz et un thermomètre de Riess. Il commençait par noter l'échauffement du thermomètre en fermant le circuit, sans produire d'étincelle à l'aide d'un tube à vide de M. Alvergniat, dont une électrode était mobile et touchait l'autre quand on tournait le tube. Cela fait, il répétait l'expérience après avoir introduit un tube de dimensions déterminées, rempli d'air, d'hydrogène ou d'acide carbonique à tension variable. La quantité totale de chaleur produite dans le circuit par une même charge du condensateur est constante; elle se distribue entre les conducteurs métalliques et les gaz proportionnellement à leur résistance. La résistance spécifique de l'acide carbonique est la plus grande, celle de l'air est moindre et celle de l'hydrogène encore moindre. La résistance d'une colonne de gaz est à peu près proportionnelle à la longueur de l'étincelle; elle diminue avec l'échauffement et change peu avec la variation de la pression au voisinage de la pression atmosphérique.

PETROUCHEWSKI. — **Méthode pour déterminer la densité de l'acier en état de fusion, p. 49.**

L'auteur propose de faire plonger dans le bain de métal en fusion l'orifice d'un tube en porcelaine à une profondeur connue et de comprimer l'air jusqu'à ce qu'il commence à monter en forme de bulles à la surface. En ce moment l'excès, mesuré par un manomètre, de la pression de l'air dans le tube, sur la pression atmosphérique, fait équilibre à la colonne de métal fondu égale à la longueur du tube plongé dans le bain. L'expérience a été faite par M. Alexéeff, directeur des usines à canons de Perm. La densité de l'acier ainsi obtenue est de 8,05, c'est-à-dire notablement plus grande que celle de l'acier solide.

A. WOEIKOFF. — **Sur la distribution de la pluie sur la surface de la Terre, par zones et par saisons, p. 86-110.**

Pour caractériser les climats des diverses régions de la Terre par rapport à la pluie, M. Woëikoff dirige son attention sur la quantité

de la pluie aussi bien que sur sa distribution suivant les saisons. Il parvient ainsi à diviser la surface de la Terre en dix régions et à spécifier les causes des particularités des climats de divers pays.

LEBIEDZINSKI ET LOCHOWSKI. — Microscope simple à lentilles formées d'un liquide, p. 117.

En choisissant la glycérine pour liquide et en donnant beaucoup de soin à la préparation des parois du trou qui supporte la goutte, les auteurs sont parvenus à construire un microscope simple, à grossissement variable de 50 à 200 fois. L'image est bien définie et dépourvue d'aberration chromatique, grâce à la faible dispersion du liquide employé.

ZILOFF. — Sur l'aimantation des liquides, p. 123 (¹).

L'auteur a trouvé que le coefficient magnétique d'une solution de perchlorure de fer de densité 1,52 commence par croître avec la force magnétisante pour diminuer ensuite. Le maximum de 0,000142 correspond à la force magnétisante de 1,81 (en prenant pour unité la composante horizontale de l'action de la Terre). L'appareil employé par l'auteur consistait en deux spirales magnétisantes, longues de $0^m,700$, dont une entourait un tube qu'on pouvait remplir de liquide ou vider. Deux bobines d'induction à fil fin entouraient les deux premières. Un commutateur rotatif interrompait le courant magnétisant plusieurs fois par seconde. A l'aide d'un galvanomètre Thomson, on pouvait s'assurer de la compensation du courant induit dans l'une de ces bobines par le courant induit de l'autre. Cette compensation cessait d'exister quand on remplissait le tube de liquide. La déflexion du galvanomètre permettait de calculer le coefficient magnétique du liquide introduit, et celle d'une boussole des tangentes introduite dans le circuit primaire donnait le moyen de déterminer l'intensité de la force magnétisante.

(¹) Voir *Journal de Physique*, t. VI, p. 329, et t. IX, p. 85.

D. LATSCHINOFF. — Expérience de Cours sur les chaleurs spécifiques, p. 131.

On sait que l'ingénieux expédient imaginé par M. Tyndall pour démontrer l'inégalité des chaleurs spécifiques des corps solides n'est pas correct, les surfaces de diverses sphères de même poids n'étant pas égales, à cause de la différence de leurs densités. Pour obvier à cette cause d'erreur, l'auteur emploie des sphères creuses de même poids et de même diamètre. Pour calculer le diamètre intérieur r d'une sphère de densité d', dont le diamètre extérieur R doit être égal à celui d'une sphère pleine de densité d, on peut employer la formule suivante :

$$r = R\sqrt[3]{1 - \frac{d}{d'}}.$$

Au lieu d'une plaque de cire, proposée par Tyndall, l'auteur pose les sphères chauffées sur la surface d'une gelée transparente de gélatine et constate leur inégale pénétration.

D. LATSCHINOFF. — Dynamomètre pour les machines dynamo-électriques, p. 133.

L'auteur applique le principe du zootrope pour observer pendant le mouvement de la machine la rotation relative de la poulie mobile du dynamomètre Morin par rapport à la poulie fixe, de manière à connaître la flexion des ressorts à chaque moment [1].

D. LATSCHINOFF. — Régulateur de courant pour l'éclairage électrique, p. 135.

Si une machine dynamo-électrique allume plusieurs foyers à la fois, on doit modifier sa vitesse quand leur nombre varie, pour avoir toujours un courant d'intensité constante. Cette variation de vitesse peut être obtenue automatiquement, d'après l'auteur, par l'emploi d'un régulateur qui consiste en un électro-aimant du régulateur Foucault appliqué à un embrayage qui agit sur la soupape d'admission de la machine à vapeur.

---

(1) Pour la description détaillée, voir *l'Électricien*, 1881, n° 1, p. 36.

J. REPIEFF. — Nouveau galvanomètre, p. 182.

L'appareil consiste en une boussole des tangentes munie de deux cercles concentriques mobiles indépendamment l'un de l'autre autour de leurs diamètres horizontaux. C'est un galvanomètre d'Obach double; par conséquent, il peut servir à une foule de mesures différentielles et autres.

N. SLOUGUINOFF. — Sur les effets lumineux au sein des liquides pendant l'électrolyse, p. 193-203.

M. Slouguinoff donne une description détaillée des expériences qu'il a faites au sujet de l'illumination des électrodes pendant l'électrolyse. Le phénomène se produit le plus facilement sur l'anode si l'on ferme le circuit de 6 à 17 éléments Poggendorff en plongeant un fil de platine, uni et bien nettoyé, dans de l'acide chlorhydrique de densité 1,12, contenant déjà le cathode en platine. Les bulles de gaz apparaissent exclusivement sur l'électrode non lumineuse. L'autre électrode devient très chaude; elle présente même parfois des traces de fusion, et le liquide environnant est évidemment à l'état sphéroïdal. Parfois le phénomène prend une autre allure : on entend cette sorte d'explosion caractéristique qui accompagne la destruction de l'état sphéroïdal, et l'électrode lumineuse se recouvre subitement de bulles gazeuses sans perdre son éclat.

N. HESEHUS. — Démonstration élémentaire des conditions du minimum de déviation d'un rayon par le prisme, p. 226-231.

En considérant les quatre équations fondamentales qui déterminent le chemin d'un rayon dans le prisme, on constate facilement que l'angle de déviation δ n'augmente pas continuellement avec l'accroissement de l'angle d'incidence. D'autre part, la réciprocité du rayon incident et du rayon réfracté rend évident le fait que δ est le même pour l'angle d'incidence i et l'angle d'émergence r', aussi bien que pour l'incidence r' et l'émergence i, de manière que pour $i = r'$ la valeur de δ passera par un maximum ou un minimum. Cela posé, l'auteur arrive simplement à la solution en calcu-

lant par des formules de Trigonométrie la valeur que prend δ si l'incidence i augmente ou diminue d'une quantité finie.

O. STRAUSS. — Sur la température critique de quelques mélanges, p. 207-218.

L'auteur démontre que la température critique T_v d'un mélange de α pour 100 d'un liquide et de β pour 100 d'un autre peut se calculer d'après la formule

$$T_v = \frac{\alpha\tau_1 + \beta\tau_2}{\alpha + \beta},$$

où τ_1 et τ_2 désignent respectivement les températures critiques des deux liquides du mélange. Les expériences ont été faites principalement avec divers mélanges d'alcool et d'éther éthyliques; la différence entre les températures calculée et observée ne dépassait pas $\pm 0°,8$C.

SCHWEDOFF. — Ce qu'est la grêle, p. 138, 175 et 255.

D'après l'auteur, la grêle est un phénomène cosmique du même ordre que la chute des météorites. Malgré la hardiesse d'une telle hypothèse, le Mémoire est plein d'intérêt; il contient un exposé détaillé de faits concernant le phénomène de la grêle et une brillante critique des théories antérieures. WALDEMAR LERMANTOFF.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXIII. — Juillet 1881.

CH. FIÉVEZ. — *Recherches sur le spectre du magnésium en rapport avec la constitution du Soleil*, p. 366.

W. HUGGINS. — *Du spectre de la flamme de l'hydrogène*, p. 372.

W. CROOKES. — *Sur la constitution de la matière*, p. 378.

A. GRAHAM BELL. — *De la production du son par la force de rayonnement*, p. 397.

CONGRÈS INTERNATIONAL DES ÉLECTRICIENS.

Séance du 21 septembre 1881.

RÉSOLUTIONS PRISES PAR LE CONGRÈS RELATIVEMENT AUX UNITÉS ÉLECTRIQUES.

Le Congrès international des électriciens réuni à Paris a adopté à l'unanimité les résolutions suivantes :

1° On adoptera pour les mesures électriques les unités fondamentales : centimètre, gramme-masse, seconde (C. G. S.);

2° Les unités pratiques, l'*ohm* et le *volt*, conserveront leurs définitions actuelles : 10^9 pour l'ohm et 10^8 pour le volt;

3° L'unité de résistance (ohm) sera représentée par une colonne de mercure de 1^{mmq} de section à la température de 0° C.;

4° Une Commission internationale sera chargée de déterminer, par de nouvelles expériences, pour la pratique, la longueur de la colonne de mercure de 1^{mmq} de section à la température de 0° C. qui représentera la valeur de l'ohm.

A ces quatre premières résolutions ont été ajoutées les trois suivantes :

5° On appelle *ampère* le courant produit par un volt dans un ohm;

6° On appelle *coulomb* la quantité d'électricité définie par la condition qu'un ampère donne un coulomb par seconde;

7° On appelle *farad* la capacité définie par la condition qu'un coulomb dans un farad donne un volt.

Le vote de ces résolutions a été précédé des explications suivantes données par sir William Thomson, MM. Helmholtz et Förster.

Sir William Thomson. — « Dès le début de ces séances, il a été question des unités fondamentales employées au commencement de ce siècle par la Commission française, et lorsque le Congrès a dû s'occuper d'établir, pour les quantités électriques, un système analogue au système métrique, il n'a cru pouvoir mieux faire que de conserver, pour unité de longueur, le centimètre; pour unité de masse, le gramme-masse; pour unité de temps, la seconde. De là

dérivent, par des considérations qui ont été développées par MM. Gauss et Weber, et mises en application par ce dernier, un système absolu pour mesurer la résistance, la force électromotrice et l'intensité d'un courant, en unités fondées sur les unités fondamentales choisies. Mais ces unités ne seraient pas commodes pour la pratique, quelques-unes étant trop petites, quelques autres trop grandes, et c'est en les multipliant, c'est en prenant pour mesure pratique de résistance une résistance qui est représentée dans le système absolu par une vitesse de 1000 millions de centimètres par seconde, que l'on obtient l'ohm que la Commission propose au Congrès de maintenir; de même le volt correspond à 100 millions d'unités C. G. S. de force électromotrice.

Mais sous cette forme, dans cette définition, ces unités n'existent que dans les conceptions des géomètres et des physiciens. Il a paru nécessaire d'en avoir des représentations concrètes, et, dans ce sens, il a paru préférable de recourir à une définition par une colonne de mercure répondant à de certaines conditions géométriques.

On avait de cela plusieurs raisons. En premier lieu, on ne peut comparer les autres étalons qu'en les transportant en un même endroit. Ensuite la permanence des alliages métalliques n'est pas absolument hors de soupcon. La trempe exerce sur eux une influence encore mal connue, ce qu'il appartiendra d'examiner sans doute à la Commission internationale qui créera les étalons. En outre, un étalon de métal solide n'aurait pas les deux avantages que M. Siemens a signalés à la Commission comme propres aux étalons mercuriels : à savoir que l'unité de mercure définie géométriquement pourra être reproduite en tout point du globe, sans transport d'autre étalon que ceux qui sont déjà répandus partout, ceux du mètre ; et que l'approximation que l'on peut réaliser par cette méthode est énormément supérieure à celle que fournit une reproduction en fils de métal mesurés géométriquement.

En attendant les décisions ultérieures, où la valeur de l'unité C. G. S. servira de base, et où les méthodes les plus exactes seront employées, la Commission n'a pas cru devoir modifier les étalons actuellement en usage. Ainsi s'expliquent les quatre premières propositions.

Il existe d'autres quantités électriques dont la mesure est souvent

négligée dans la pratique, parce que l'on manque de noms pour les désigner et les rendre accessibles. La Commission, désireuse de rattacher au système les noms d'Ampère, le fondateur de l'électrodynamique, et de Coulomb, à qui l'on doit les premières déterminations et le fondement de la science de l'électrostatique, propose de donner les noms d'*ampère* et de *coulomb* aux mesures de courant et de quantité d'électricité, irrespectivement du temps défini plus haut dans le système C. G. S. Enfin le nom de Faraday sera aussi conservé dans le farad, comme mesure de capacité. Ainsi le volt (unité de force électromotrice) agissant dans un ohm (unité de résistance) donne un courant de un ampère, c'est-à-dire de un coulomb (unité de quantité) par seconde. Et un farad est la capacité d'un condensateur qui contient un coulomb, quand la différence de potentiel entre ses deux plaques est un volt. »

M. Helmholtz (Allemagne) croit nécessaire d'indiquer que les propositions adoptées par la première Section sont un compromis ; il rappelle sommairement les caractères des premières unités définies par Weber et par l'Association britannique, et considère les définitions soumises au Congrès comme propres à ménager le passé, et à donner au présent et à l'avenir un système d'unités fondées sur des bases invariables. Il est donc d'avis que le Congrès adopte les résolutions présentées au nom de la première Section.

« Il existait, dit-il, deux systèmes de mesures absolues : l'un, employé en Allemagne d'après Gauss et Weber, prenait pour unités fondamentales le millimètre et le milligramme ; l'autre, en usage en Angleterre, partait du centimètre et du gramme. Il n'y avait donc pas concordance parfaite entre les mesures des deux pays. Or, la Commission française ayant défini le gramme par le poids d'un centimètre cube d'eau, il était naturel de conserver les mêmes bases pour étendre le système métrique à d'autres quantités. En fait, l'Association britannique n'avait défini que l'ohm et le volt, mais n'avait point donné d'étalon d'intensité ; et ce n'est que peu à peu que l'on s'accoutuma en Angleterre à employer, sous le nom de *weber*, une unité d'intensité (un volt dans un ohm) qui se trouvait être dix fois plus grande que l'unité employée par Weber lui-même et que l'on appelait aussi *weber* en Allemagne. Déjà des confusions s'établissent dans les ouvrages de Physique entre ces

deux webers et si, après la revision de l'étalon de résistance, on eût conservé le nom de *weber* au courant produit par 1^{volt} dans le nouvel ohm, la confusion eût été inextricable. On a donc jugé préférable de supprimer ce nom, de mettre à la place, pour la nouvelle unité d'intensité, le nom d'*ampère,* et ce choix est amplement justifié par les importants travaux du grand savant auquel on doit la connaissance claire des phénomènes électromagnétiques; il a en outre l'avantage de joindre le nom d'un Français à ceux des illustrations allemandes, anglaises, italiennes qui ont déjà servi de parrains aux autres unités. On a aussi songé au nom d'Œrstedt et on a dû l'abandonner, comme trop peu susceptible d'être abrégé dans certaines langues. On a aussi écarté le nom de Gauss qui n'a point fait de déterminations électromagnétiques, jugeant préférable de le réserver pour l'unité que, sans doute, il faudra créer sous peu, l'unité d'intensité magnétique dans le champ des machines dynamo-électriques. D'ailleurs, nombre de savants ne sont pas d'avis de multiplier les noms d'unités, surtout si ces noms sont empruntés à des hommes.

Quant à la nature des étalons, sir William Thomson a montré comment on a dû renoncer aux métaux, qui s'altèrent par le passage du courant. La confusion serait grande si, plus tard, on venait à reconnaître, par la mesure des résistances spécifiques du mercure ou de quelques autres substances stables, que les étalons se sont modifiés. On a donc eu recours au principe appliqué avec succès par M. Siemens depuis de longues années, et cette décision aura encore l'avantage de permettre de faire par un calcul simple la conversion des unités Siemens, si répandues, en nouvelles unités exprimées, elles aussi, par une colonne de mercure. Si l'on se range à ces propositions, le passage sera aisé de l'un à l'autre des systèmes existants.

M. Förster (Allemagne) demande la parole pour donner lecture, en son nom et au nom de plusieurs de ses collègues, de la résolution suivante :

« Au nom de plusieurs membres du Congrès, je tiens à déclarer, au sujet des résolutions fondamentales soumises au Congrès, que, pour nous, l'essentiel de ces décisions sera l'initiative que doit prendre le Congrès de la création d'un organe international et

et permanent des intérêts qui, dans cette branche de l'activité humaine comme dans toutes les autres, sont communs à tous les pays.

Nous nous soumettrons même à celles des décisions formulées par la première Section, dont la valeur scientifique définitive nous paraît encore douteuse, mais seulement dans l'intérêt de la création d'un tel organe permanent et efficace. Il posera lui-même les véritables bases des unités électriques sur les résultats de grands travaux scientifiques et après examen minutieux de tous les côtés des questions, c'est-à-dire sur l'évidence scientifique.

Pour ces raisons, nous tenons qu'au procès-verbal soit exprimée notre conviction que les décisions actuelles ne sont qu'une base préalable, un projet des principes, dont le développement scientifique sera la grande tâche de votre Commission internationale. Il nous paraît d'autant plus indiqué de faire cette réserve que l'expérience a prouvé que les décisions de chaque grande réunion scientifique ont eu besoin d'être modifiées après un examen réitéré, sans que pour cela la valeur générale de ces décisions collectives ait été mise en question ».

Après cette intéressante discussion, le Congrès a adopté à l'unanimité la résolution suivante :

Le Congrès des électriciens émet le vœu que le Gouvernement français se mette en rapport avec les autres puissances pour nommer un Comité exécutif chargé des recherches nécessaires pour établir les unités.

DÉTERMINATION DES LONGUEURS D'ONDE DES RADIATIONS TRÈS RÉFRANGIBLES DU MAGNÉSIUM, DU CADMIUM, DU ZINC ET DE L'ALUMINIUM;

PAR M. A. CORNU.

La détermination des longueurs d'onde par la méthode des réseaux est toujours une opération délicate lorsqu'on désire obtenir une certaine précision : la difficulté augmente beaucoup lorsqu'on se sert d'un goniomètre dont les objectifs ne sont pas achromatiques et que les sources de lumière dont on cherche la longueur d'onde ne donnent, après diffraction, que peu d'intensité.

C'est à l'occasion de la détermination des longueurs d'onde du spectre solaire pour la construction de la Carte du spectre normal ultra-violet ([1]) que j'ai construit des objectifs achromatiques formés d'une lentille convergente de quartz et d'une lentille divergente de spath d'Islande.

La description de ce système de lentilles a été donnée dans le *Bulletin de la Société de Physique* ([2]) et dans le présent Journal, t. VIII, p. 185. Ces objectifs permettent d'obtenir sur un même cliché d'environ $0^{mm},040$ de longueur la totalité du spectre solaire photographique, depuis la raie G jusqu'à la raie U, avec une netteté très satisfaisante dans toute l'étendue du champ.

Mais les dispersions des deux substances n'ont pas entre elles les relations convenables pour établir un achromatisme très parfait; la variation de foyer devient notable pour les raies de réfrangibilité élevée; en outre, le spath d'Islande présente un pouvoir absorbant assez énergique pour les dernières raies observables, de sorte que ces objectifs ne conviennent plus pour l'étude des radiations les plus réfrangibles.

J'ai découvert une substance au moins aussi transparente pour les rayons ultra-violets que le quartz, et qui possède une loi de dispersion si bien en harmonie avec celle du quartz qu'elle permet d'obtenir un système de lentilles dont l'achromatisme est presque parfait; cette substance est le spath-fluor incolore de Suisse.

Pour donner une idée de la perfection de l'achromatisme, il me suffira de dire que j'obtiens couramment sur le même cliché, avec une netteté très satisfaisante, le spectre de toutes les raies photographiques des métaux, depuis les trois raies bleues du zinc, jusqu'aux raies n° 32 de l'aluminium.

Grâce à ces objectifs, la détermination de la longueur d'onde des raies très réfrangibles devient abordable ; voici le résumé de cette étude :

Mode d'observation. — Un excellent goniomètre de Brunner donnant les 3″ porte une lunette et un collimateur d'environ $0^{m},43$ de longueur focale, munis d'objectifs quartz-spath-fluor, et sur la

([1]) Voir *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVI, p. 103.
([2]) 7 février 1879.

plate-forme centrale un beau réseau sur verre que je dois à l'obligeance de M. Rutherfurd, de New-York.

Ce réseau, qui était argenté lorsque je l'ai reçu, a été dépouillé de la couche métallique de façon à laisser à nu la face striée; la face opposée avait été noircie pour éviter les réflexions étrangères; il fonctionnait par réflexion sous un angle d'incidence toujours voisin de 27°30′, incidence que j'ai reconnue convenable pour observer au moins deux ou trois ordres de spectre de part et d'autre de l'image réfléchie. La partie striée du réseau, qui a la forme d'un carré d'environ $0^m,025$ de côté, envoie par diffraction une telle quantité de lumière que l'on observe sans peine, malgré l'absence d'argenture, les raies brillantes des étincelles d'induction, non seulement dans le spectre visible, mais encore dans le spectre ultra-violet, à l'aide de l'oculaire fluorescent de M. Soret; dans ce dernier cas la visibilité est faible, mais elle serait suffisante avec certains métaux pour effectuer des mesures. J'ai toutefois préféré l'emploi de la Photographie, qui fournit, sans aucune fatigue pour la vue de l'observateur, des clichés qu'on étudie ensuite à loisir.

La méthode d'observation est celle que j'ai décrite précédemment [1] et qui consiste à conclure la déviation d'une raie de sa distance à deux repères obtenus avec l'image directe (ici, réfléchie) de la fente; les deux repères donnent d'une part la valeur angulaire du cliché et de l'autre, par leur position moyenne, l'origine des déviations. Dans le cas des spectres de diffraction obtenus par réflexion d'un faisceau parallèle sous l'incidence i, la déviation d'ordre n, Δ_n, comptée à partir du rayon réfléchi sur la surface plane du réseau, est liée à la longueur d'onde λ et à la constante a du réseau [2] par la formule

$$a[\sin i - \sin(i - \Delta_n)] = n\lambda,$$

ou encore

$$2a \sin\frac{\Delta_n}{2}\cos\left(i - \frac{\Delta_n}{2}\right) = n\lambda.$$

(1) *Annales de l'École Normale*, 2e série, t. III, p. 421.

(2) La constante du réseau a été déterminée par l'observation de la raie la plus réfrangible des raies D avec la lumière de la soude ($\lambda = 588,89$) dans le premier spectre de droite et les deux premiers spectres de gauche; j'ai trouvé $a = 2935,8$ ou $0^{mm},0029358$.

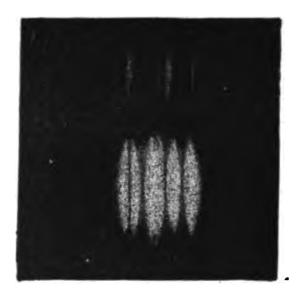
J'ai opéré avec les étincelles d'induction jaillissant entre deux électrodes métalliques en employant successivement le magnésium, le cadmium, le zinc et l'aluminium (contenant des traces de zinc); les Tableaux suivants donnent les résultats bruts selon l'ordre du spectre observé : la dernière colonne donne la moyenne composée, calculée d'après la méthode des moindres carrés, qui s'applique ici d'une manière extrêmement simple.

MAGNÉSIUM.

DÉSIGNATION DE LA RAIE.	DROITE 1re.	GAUCHE 1re.	2e.	3e.	4e.	LONGUEUR d'onde adoptée.
La moins réfrangible de la raie triple	309,37	309,85	"	"	"	309,61
Raie double { forte	293,24	293,67	"	293,56	293,55	293,49
Raie double { faible	292,50	292,83	"	292,78	292,69	292,67
Raie isolée	284,91	285,15	"	"	"	285,03
Raie quadruple { forte	"	"	"	280,25	280,09	280,13
Raie quadruple { faible	"	"	"	279,79	279,71	279,71
milieu du groupe	[279,37]	[279,62]				
Raie quadruple { la plus forte	"	"	"	279,52	279,46	279,45
Raie quadruple { la plus faible	"	"	"	279,07	278,98	278,99

La raie quadruple du magnésium est la plus intense des raies qu'on puisse obtenir, toutes choses égales d'ailleurs, avec les métaux

Fig. 1.



usuels. Elle présente une particularité tout à fait étrange : deux de ses composantes sont *renversées*, c'est-à-dire dédoublées, dès que la surface du condensateur qui donne l'énergie à l'étincelle d'in-

duction est un peu étendue ; la figure ci-jointe est la reproduction d'une épreuve sur laquelle j'ai obtenu successivement sur le même cliché l'image de la raie quadruple *intense* avec un fort condensateur. Dans le dernier cas les deux raies ne sont plus renversées et la plus faible des deux autres a presque disparu ; la comparaison ne laisse aucun doute sur l'explication de l'apparence étrange de cette raie quadruple, qui devient quintuple et sextuple suivant l'énergie de l'étincelle.

CADMIUM.

DÉSIGNATION de la raie. (Notation de M. Mascart.)	DROITE			GAUCHE				LONGUEUR d'onde adoptée.
	3e.	2e.	1er.	1er.	2e.	3e.	4e.	
Nos 10...........	"	"	347,12	"	346,46	"	"	346,68
17......... .	"	"	275,49	273,89	"	274,59 274,45	"	274,77? (probablement un peu trop forte.)
18..........	257,38	"	"	256,59	"	257,11	"	257,23
22....	232,15	"	"	"	"	232,28	232,18	232,18
23...	231,32	"	"	231,12	231,10	231,42	231,37	231,35
Raie faible isolée.	228,85	"	"	"	"	"	228,85	228,85
Nos 24......... .	226,57	"	"	226,40	226,31	226,58	226,53	226,55
25...........	219,50	"	"	219,10	219,30	219,46	219,42 219,37	219,45
26 (1).......	214,49	"	"	214,66	214,39	214,39	214,37 214,37	214,41

D'après une comparaison directe des raies nos 9, 10, 11 et 12 du cadmium avec le spectre solaire, j'ai conclu par comparaison avec la Carte qui représente mes observations antérieures :

N° 9 (air) $\lambda =$ 360,90 (une raie faible à côté) 361,17
N° 10 346,55 346,65
N° 11 340,15
N° 12 triple { 325,8 ; 324,8 ; 324,7 la plus forte.

(1) Pour obtenir des épreuves photographiques de la raie n° 26 et des raies plus réfrangibles des autres métaux, au collodion humide, il est indispensable de laver la glace sensibilisée avec de l'eau distillée, car la solution d'azotate d'argent absorbe complètement les radiations très réfrangibles, même lorsqu'elle est en couche aussi mince.

La concordance des résultats avec ceux de M. Mascart ([1]) est satisfaisante, excepté pour les raies **12** et **25**; j'ai examiné la question de très près et je crois mes déterminations exactes.

ZINC.

DÉSIGNATION de la raie. (Notation de M. Soret.)	DROITE			GAUCHE.						LONGUEUR d'onde adoptée.
	3e.	2e.	1er.	1er.	2e.	3e.	4e.	5e.	6e.	
Raie du Zn près du n° 26 du cadmium.....	213,88	″	″	213,50	213,75	213,84	″	″	″	213,85
N° 27 (double) la plus forte..	209,92	″	″	209,73	209,96	209,99	210,00 209,91	″	209,90	209,88
N° 28 { 28_1 faible.	206,30	″	″	″	206,47	206,44	206,45 206,37	″	206,35	206,34
N° 28 { 28_2 forte..	206,06	″	″	″	206,20	206,20	206,21 206,12	″	206,12	206,10
N° 29..........	202,34	″	″	202,42	202,62	202,56	202,57 202,48	″	202,45	202,43

ALUMINIUM (avec traces de zinc).

DÉSIGNATION DE LA RAIE. (Notation de M. Soret.)	DROITE			GAUCHE			LONGUEUR d'onde adoptée.
	3e.	2e.	1er.	1er.	2e.	3e.	
N°s 29 (zinc).........	202,02 202,14	″	″	203,44 203,41	″	″	202,42
30................	198,46 198,52	″	197,90	199,91 199,82	″	199,11 199,14	198,81
31 { 31_1.......	192,96	″	192,36	194,58 194,45	″	193,72 193,72	193,35
31 { 31_2.......	192,48	″	″	194,08	″	193,26	192,87
32 ([2]) { 32_1.......	185,54 185,66	″	184,71	187,19 187,07	″	186,40 186,50	186,02
32 ([2]) { 32_2.......	184,75 184,86	″	184,11	186,42 186,21	″	185,66	185,22

La concordance paraît moins grande avec l'aluminium, entre

([1]) *Annales de l'École Normale*, 1re série, t. IV.

([2]) Il y a une raie très faible entre 32_1 et 32_2.

les valeurs déduites des spectres de droite et celles déduites du spectre de gauche; cela tient à une erreur systématique que j'ai sciemment mise en évidence dans le relevé des repères; cette erreur est causée par les imperfections du réseau, des réglages et surtout de l'achromatisme des objectifs; en effet, l'impression de l'image des repères est produite par la somme des impressions de toutes les radiations; le foyer de toutes ces radiations n'étant pas rigoureusement le même, les images des repères sont un peu estompées et légèrement dissymétriques; j'aurais dû pointer dans le milieu de l'image : j'ai cru plus exact de pointer sur l'un des bords, qui était assez net sur tous les clichés; aussi, pour faire disparaître l'effet de cette erreur systématique, qui accroissait la déviation de gauche et diminuait de la même quantité celle de droite, je me suis astreint à observer les mêmes spectres à droite et à gauche, ce qui élimine la divergence : on peut s'en assurer en prenant les moyennes des résultats de même ordre. Comme vérification, on peut constater que l'erreur est sensiblement en raison inverse du numéro d'ordre des spectres.

Ce genre d'erreur est plus grand avec l'aluminium qu'avec les autres métaux, parce que les raies intenses sont réparties tout le long du spectre, y compris les plus réfrangibles de toutes, ce qui exagère les effets dus à l'imperfection de l'achromatisme des objectifs; l'effet était déjà sensible avec le cadmium, tandis qu'il l'est peu avec le zinc, parce que les raies 27, 28, 29 sont extrêmement intenses.

RECHERCHES SUR LE POUVOIR RÉFRINGENT DES LIQUIDES;

PAR M. B.-C. DAMIEN.

(SUITE) (¹).

J'ai montré antérieurement que l'on peut regarder comme une loi empirique suffisamment approchée la loi

$$\frac{A-1}{D} = \text{const.}$$

(¹) Voir *Journal de Physique*, t. X, p. 394.

Y a-t-il aussi avantage à remplacer le pouvoir réfringent $\frac{N-1}{D}$ par $\frac{A-1}{D}$ dans la loi des mélanges, et, dans cette hypothèse, sur quelle approximation peut-on compter? C'est ce que je me suis proposé de chercher dans la suite de ce travail.

J'ai d'abord étudié des mélanges bien définis, la glycérine et l'eau, par exemple. Pour chaque dissolution, je déterminais le titre, la densité, les indices correspondant aux trois raies de l'hydrogène, les coefficients A et B de la formule de Cauchy et la valeur du pouvoir réfringent $\frac{A-1}{D}\cdot$ On peut aussi calculer cette quantité d'après la formule

$$\frac{A-1}{D}=p\frac{a-1}{d}+(1-p)\frac{a'-1}{d'},$$

qui exprime que le pouvoir réfringent du mélange est égal à la somme des pouvoirs réfringents des corps mélangés. Dans cette formule, p représente le titre de la dissolution, c'est-à-dire sa composition centésimale.

Les résultats numériques de cette comparaison montrent que les différences sont très faibles, et, si l'on se reporte aux différences qui existent entre les valeurs de l'indice correspondant à la raie H_β de l'hydrogène déduites de la formule de Cauchy ou de l'observation, on peut conclure que les différences sont du même ordre de grandeur dans les deux cas.

Malheureusement, au point de vue pratique et analytique, cette loi perd beaucoup de son importance, car elle ne peut servir qu'à déterminer la constante A de la formule de Cauchy. Si l'on veut connaître un des indices d'un des corps du mélange, il faut remplacer les constantes A, a et a' de la formule précédente par les indices conformément à la loi de Biot. J'ai donc cherché, en vue des applications pratiques, l'approximation sur laquelle on peut alors compter en prenant $\frac{N-1}{D}$ comme définition du pouvoir réfringent. L'accord n'est plus ici aussi satisfaisant, mais les différences n'affectent pas la troisième décimale de l'indice.

J'ai trouvé des conclusions analogues pour tous les mélanges bien définis : la glycérine et l'eau, les dissolutions d'iodure de

potassium dans l'eau et l'alcool, et d'une manière plus générale toutes les dissolutions salines étendues. Il n'en est plus de même pour les dissolutions concentrées : les dissolutions dans l'eau de l'acide acétique et de l'hyposulfite de soude, par exemple.

Les différences entre les résultats du calcul et ceux de l'observation sont considérables et atteignent 0,003, tandis que pour les dissolutions étendues elles sont de même ordre de grandeur que celles que nous avons observées dans les véritables mélanges. L'analyse optique semble dès lors conduire à admettre un mélange variable de différents hydrates, dans les dissolutions concentrées. Cette constitution du mélange paraît subsister jusqu'à ce que la proportion d'eau atteigne environ 50 pour 100, et par suite les dissolutions étendues seules obéissent à la loi des mélanges (1).

Pour compléter l'étude précédente, il fallait évidemment voir ce que donne la loi expérimentale des mélanges liquides pour les dissolutions considérées comme des mélanges du corps solide dissous avec le dissolvant. Il y a aussi lieu de se demander si, des indices de réfraction d'une dissolution, on peut déduire les indices du corps solide dissous.

On peut aborder la question de deux manières différentes, soit en prenant une série de dissolutions plus ou moins concentrées d'un même corps, ce que j'ai fait pour l'iodure de potassium, soit en ayant recours à divers dissolvants.

En appliquant la loi des mélanges et en prenant $\frac{A-1}{D}$ pour le pouvoir réfringent, l'accord est assez satisfaisant; avec $\frac{n-1}{D}$, les différences atteignent 0,004.

Les indices de l'iodure de potassium déduits d'une série de dissolutions plus ou moins concentrées présentent des écarts tellement considérables qu'il est impossible de compter sur la deuxième dé-

(1) J'ai pu recueillir des cristaux de l'hydrate $NaO, S^2O^2, 2HO$, dont la composition a été donnée par M. Gernez; j'ai mesuré la densité et l'indice de ces cristaux à l'état liquide, et j'ai reconnu qu'il est impossible de considérer optiquement une dissolution concentrée d'hyposulfite de soude comme un mélange des deux hydrates

$$NaO, S^2O^2 + 5HO \quad \text{et} \quad NaO, S^2O^2 + 2HO.$$

Il est donc probable que ces dissolutions contiennent plus de deux hydrates distincts.



cimale. J'ai voulu voir si les résultats fournis par l'iode dans ses divers dissolvants donneraient la même approximation.

J'ai été aussi conduit à considérer les solutions de l'iode dans le sulfure de carbone, l'alcool et l'iodure de potassium. J'ai dans chaque cas mesuré les indices correspondant à la raie rouge ($H_\alpha = C$) de l'hydrogène et à la raie D du sodium. J'ai ainsi obtenu pour les indices de l'iode :

	C.	D.
Du sulfure de carbone................	2,095	2,111
De l'alcool............................	2,109	2,128
De l'iodure de potassium..............	2,100	2,119

Les valeurs ainsi obtenues, et surtout celles qui proviennent des deux dernières déterminations, sont assez concordantes si l'on a égard à l'approximation que comporte la méthode du prisme.

J'avais en vue, en commençant ces expériences, de chercher à déterminer la dispersion de l'iode solide en la déduisant de celle de ses solutions. Les résultats qui précèdent montrent que la question est tout à fait inabordable par la méthode du prisme. La précision des mesures n'est pas suffisante, et, de plus, les dissolutions sont trop opaques pour permettre la mesure des indices correspondant à des radiations suffisamment espacées dans le spectre, ce qui, ici, est absolument indispensable, surtout si l'on considère que l'iode solide doit présenter le phénomène de la dispersion anormale.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LA CAPACITÉ DE POLARISATION VOLTAIQUE;

PAR M. RENÉ BLONDLOT.

[SUITE ([1]).]

J'ai établi que, pour une force électromotrice donnée, la capacité élémentaire d'une électrode est indépendante de la nature de l'électrolyte. Je suis arrivé à démontrer cette proposition d'une

---

([1]) Voir *Journal de Physique*, t. X, p. 277 et 333.

manière beaucoup moins laborieuse, par une simple expérience qualitative. Le principe de cette expérience est entièrement différent de celui qui sert de base à toutes les mesures que j'ai exposées jusqu'ici : il consiste dans l'*utilisation de la dépolarisation spontanée*.

Soit e la force électromotrice entre une électrode et l'électrolyte qui l'entoure. Pendant le temps dt, cette force électromotrice éprouve une variation totale de, laquelle se compose de deux termes :

1° Un terme relatif à la dépolarisation spontanée et pouvant s'écrire $\frac{\partial e}{\partial t}dt$;

2° Un terme relatif au passage de l'électricité à travers l'électrode, qu'on peut écrire $\frac{\partial e}{\partial q}dq$ ou encore $\frac{\partial e}{\partial q}\frac{\partial q}{\partial t}dt$. Si l'on remarque que $\frac{\partial e}{\partial q}$ est justement l'inverse $\frac{1}{c}$ de la capacité de polarisation pour la force électromotrice e, et que $\frac{\partial q}{\partial t}$ représente l'intensité i du courant que traverse l'électrode au temps considéré, le second terme prend la forme $\frac{1}{c}i$.

En conséquence, on a, pour la variation totale,

$$de = \left(\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{1}{c}i\right)dt.$$

Si maintenant, dans un cas donné, on sait que la force électromotrice d'une électrode ne varie pas, cela signifie que le courant qui la traverse compense exactement la dépolarisation spontanée; on a dans ce cas

$$de = \left(\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{i}{c}\right)dt = 0,$$

et, comme dt n'est pas nul,

(1) $$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{i}{c} = 0 \quad [1].$$

---

[1] Les considérations qui précèdent peuvent servir de base à une méthode fort simple pour déterminer la capacité de polarisation. Cette méthode est l'analogue de la mesure des chaleurs spécifiques par le refroidissement.

Soit un voltamètre ayant une électrode infinie. Relions ce voltamètre à une pile

Cela posé, voici l'expérience de vérification. Je prendrai pour exemple des électrodes de platine dans une dissolution de potasse caustique et dans du sulfate de potasse.

Un voltamètre est constitué de la façon suivante : dans un vase extérieur contenant la dissolution de potasse, on dispose un vase poreux contenant le sulfate de potasse ; dans chacun des liquides plonge une électrode de même surface.

On a ainsi une véritable pile : la différence électrique entre le platine et la dissolution de potasse n'est pas égale à la différence entre le platine et le sulfate de potasse ; la différence électrique entre les deux liquides est, comme on sait, négligeable.

Si nous fermons le voltamètre sur lui-même, il se produit un courant qui s'affaiblit rapidement et disparaît, sauf un courant de déperdition, extrêmement faible et constant : à ce moment, chacune des deux électrodes s'est polarisée de telle façon que les deux différences électriques platine-potasse et platine-sulfate sont devenues sensiblement égales et constantes.

On peut alors appliquer à chacune des électrodes l'équation (1) ; en conservant la notation précédente, on aura pour l'une d'elles

$$\frac{\partial e}{\partial t}+\frac{i}{c}=0$$

et pour l'autre

$$\frac{\partial e'}{\partial t}-\frac{i}{c}=0;$$

i représente la même quantité dans les deux équations, puisque les

---

ayant une force électromotrice donnée, un galvanomètre étant compris dans le circuit. L'intensité du courant finira par devenir très-petite et sensiblement constante ; soit i sa valeur. A ce moment, la force électromotrice de la petite électrode est aussi constante ; par conséquent de est nul et l'on peut appliquer l'équation

$$(1) \qquad \frac{\partial e}{\partial t}+\frac{i}{c}=0.$$

On a ainsi une relation entre la grandeur cherchée c et les quantités i et $\frac{\partial e}{\partial t}$. Or, i est mesuré par le galvanomètre ; d'autre part, en reliant un électromètre capillaire au voltamètre, si l'on vient à rompre le circuit principal, l'observation de l'électromètre donnera $\frac{\partial e}{\partial t}$, ce que l'on pourrait appeler *la vitesse du refroidissement électrique*.

On a ainsi les deux quantités suffisantes pour déterminer c.

deux électrodes font partie d'un circuit unique; d'autre part, e et e' sont sensiblement égaux. Si la loi en question est vraie, c doit avoir la même valeur dans les deux équations.

En ajoutant, on a

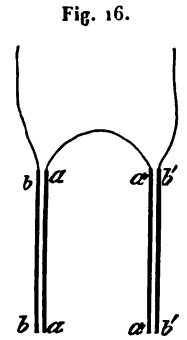
$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial e'}{\partial t} = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{\partial (e + e')}{\partial t} = 0,$$

c'est-à-dire que, si l'on vient à rompre le circuit, la somme des deux différences électriques platine-liquide, ou encore leur moyenne algébrique, doit rester constante pendant un certain temps après la séparation des électrodes, malgré les variations individuelles de ces deux différences électriques.

Il s'agissait de soumettre ce résultat au contrôle de l'expérience : j'ai imaginé à cet effet une disposition d'appareils qui donne immédiatement la variation de la moyenne des potentiels de deux conducteurs. Je m'appuie sur le lemme suivant :

Soient deux condensateurs ab, $a'b'$ (*fig.* 16), égaux en capacité,

Fig. 16.

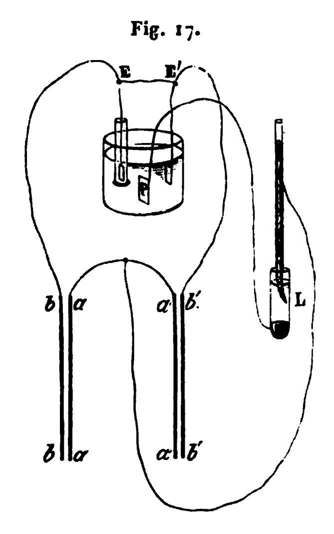


et dont les armatures a et a' sont isolées et communiquent entre elles. *Si les potentiels* V *et* V' *de* b *et de* b' *éprouvent des variations égales et de signes contraires, il est clair que le potentiel des deux armatures* a *et* a' *ne change pas :* cela résulte de la symétrie de l'appareil. *Si, au contraire,* ΔV *est* $\lesseqgtr \Delta V'$, *le potentiel de* aa' *variera, et la variation sera égale à* $\frac{\Delta V + \Delta V'}{2}$, *c'est-à-dire à la moyenne des variations des potentiels de* b *et de* b' (¹).

(¹) En effet, désignons par c la capacité de l'un ou l'autre des condensateurs, ap-

Voici maintenant la disposition de l'expérience. Deux microfarads, ab et $a'b'$ (*fig.* 17) ont leurs armatures a et a' reliées entre elles; l'armature b communique avec l'électrode E et l'armature b' avec l'électrode E'. D'autre part, dans le vase extérieur du voltamètre plonge une lame de platine P, reliée au système a, a' par un circuit sur le trajet duquel se trouve un électromètre capillaire L.

Fig. 17.



Convenons de compter tous les potentiels à partir du potentiel de la dissolution de potasse; comme la lame P a une capacité infinie vis-à-vis de celle de l'électromètre, elle ne se polarisera pas et son potentiel V_p restera constant : l'électromètre mesure donc la différence entre le potentiel des armatures a, a' et le potentiel constant V_p, et, par suite, les variations de ses indications correspondent aux variations de potentiel de a, a', ou, d'après le lemme précédent, à la

---

pelons Q et Q' les charges des armatures a et a', et X le potentiel commun de ces armatures; nous aurons

$$X - V' = C \times - Q',$$
$$V - X = C \times Q;$$

en retranchant, il vient

$$2X - (V + V') = - C(Q + Q'),$$

et, comme le second nombre est constant,

$$2\Delta X = \Delta V + \Delta V'. \qquad \text{C. Q. F. D.}$$

moyenne algébrique des variations des potentiels de E et E′, ou encore des différences électriques e et e'.

L'expérience est la suivante. On met en communication par un pont les électrodes E et E′ (*fig.* 17); l'électromètre se meut lentement et finit par s'arrêter : c'est à ce moment qu'il y a équilibre entre les deux électrodes. On ferme alors un instant l'électromètre sur lui-même et on le rouvre aussitôt : il revient au zéro et y reste. Otons maintenant le pont entre E et E′ : si la loi est vraie, e et e' doivent varier dans le même temps de quantités égales et de signes contraires, et, par conséquent, l'électromètre doit rester au zéro; si, au contraire, la loi n'était pas vraie, l'électromètre varierait *immédiatement* d'une manière continue dans un sens ou dans l'autre.

L'expérience a montré que, si les deux électrodes sont parfaitement égales en surface, l'électromètre reste au zéro pendant au moins vingt-cinq secondes. Si les surfaces des électrodes présentent seulement une inégalité de $\frac{1}{10}$, aussitôt que le pont est enlevé, l'électromètre se met en marche, dans un sens ou dans l'autre, suivant que E ou E′ est la plus grande.

Je me suis assuré que l'équilibre prolongé résulte bien de la compensation des dépolarisations : pour cela j'ai interrompu le fil E b (ou le fil E′b'), de façon à mettre hors de cause l'un des deux microfarads; dans ce cas, l'électromètre indique une dépolarisation rapide, qui change de sens suivant que l'un ou l'autre des microfarads est supprimé.

Un autre contrôle consiste dans l'expérience suivante. On intercale entre les deux électrodes, pendant leur opposition, une faible force électromotrice : dans ces conditions, lorsque l'équilibre est établi, les forces électromotrices des électrodes, au lieu d'être égales entre elles, diffèrent de la force électromotrice intercalée. Les équations établies plus haut ne sont donc pas applicables, en ce que les capacités des deux électrodes doivent être inégales, comme correspondant à des forces électromotrices différentes. L'expérience a montré que l'adjonction d'une force électromotrice de $0^d,01$ ou $0^d,02$ produit un effet perturbateur sensible : suivant le sens de la force électromotrice intercalée, on observe l'une ou l'autre des marches de l'électromètre, signalées dans le cas de l'inégalité des électrodes.

Dans l'exemple précédent (sulfate de potasse et dissolution de

potasse caustique), la différence électrique entre les liquides était négligeable; j'ai choisi cet exemple afin de simplifier l'exposé de la méthode de vérification, mais celle-ci n'en est pas moins absolument générale : lorsqu'il existe une force électromotrice entre les deux liquides, on la mesure au préalable, puis on la compense dans l'expérience, en intercalant dans le circuit des deux électrodes une force électromotrice prise par dérivation sur un daniell, égale et de sens opposé ([1]); sauf cette modification, l'expérience reste la même que dans l'exemple cité.

J'ai effectué la vérification pour un grand nombre de couples de liquides pris au hasard parmi les composés chimiques. Je cite quelques couples :

Acide sulfurique étendu.......	Id. + acide nitrique.
»	Id. + acide chlorhydrique.
»	Id. + acide chromique..
»	Id. + permanganate de potasse.
Sulfate de potasse............	Potasse caustique.
»	Acide sulfurique étendu.
....	....

Tous les couples liquides sur lesquels j'ai expérimenté obéissent à la loi énoncée.

On peut remarquer, sur le Tableau des capacités initiales donné plus haut, que des liquides chimiquement très différents donnent sensiblement la même capacité. Ce fait est une nouvelle confirmation de la loi. Considérons, par exemple, le sulfate de cuivre et le chlorure de sodium; des mesures directes ont montré que la différence des forces électromotrices existant entre le platine et chacun de ces deux électrolytes est $0^d,182$; or, l'expérience a montré que la capacité élémentaire du platine est sensiblement constante pour l'un ou l'autre des deux, si l'on considère les forces électromotrices intermédiaires : donc, d'après la loi, la capacité initiale devait être, à peu de chose près, la même pour les deux liquides.

Nous pouvons donc énoncer en toute généralité cette proposition :

([1]) J'ai déterminé les différences électriques entre deux liquides par un procédé tout particulier, qui n'est pas encore publié.

Pour faire passer la force électromotrice entre une électrode et l'électrolyte qui l'environne d'une valeur e à la valeur e + de, il faut une quantité d'électricité dq, qui dépend de e seulement et reste la même quel que soit l'électrolyte ([1]).

On déduit immédiatement de là un corollaire important : l'énergie électrique mise en jeu a, comme on sait, pour expression $e\,dq$, ou $e\frac{\partial q}{\partial e}de$, et, comme $\frac{\partial q}{\partial e}$ est une fonction de e seulement, *cette énergie elle-même dépend uniquement de e et reste la même quel que soit l'électrolyte*.

V. Les propositions précédentes, qui sont relatives aux variations infiniment petites de la force électromotrice, s'étendent par intégration immédiate aux variations finies de cette quantité.

Ainsi :

Pour faire passer par une polarisation instantanée la force électromotrice existant entre une électrode donnée et un électrolyte de la valeur e_1 à la valeur e_2, il faut une quantité d'électricité toujours la même, quelle que soit la nature chimique de l'électrolyte; l'énergie mise en jeu est également invariable. Si l'on remarque que, lorsque la charge s'annule, la force électromotrice s'annule aussi, on a l'énoncé suivant :

Loi : *La charge de la couche électrique double existant à la surface de contact d'une électrode et d'un électrolyte ne dépend pas de la nature de l'électrolyte, pourvu que la différence électrique reste la même.*

Corollaire : *L'énergie potentielle de la couche double dépend de sa force électromotrice seulement.*

Tous ces résultats peuvent s'exprimer graphiquement d'une manière fort simple : la courbe qui représente la charge (ou celle qui représente la capacité) en fonction de la force électromotrice est unique pour tous les électrolytes; seulement chaque électrolyte

---

([1]) Il est à présumer que la capacité est indépendante de la nature du métal, pourvu que la force électromotrice reste la même. J'ai l'intention de chercher à vérifier expérimentalement cette proposition.



a sur cette courbe son origine propre, correspondant à la force électromotrice normale entre lui et l'électrode.

VI. *Relations entre les lois précédentes et celles des phénomènes électrocapillaires.* — Je vais maintenant exposer les considérations qui m'ont conduit à soupçonner les lois dont il vient d'être question.

Il résulte d'expériences exécutées d'abord par M. Lippmann, et étendues ensuite par lui-même et par moi, que la constante capillaire d'une surface mercure-liquide ne dépend pas de la nature du liquide, mais de la force électromotrice seulement : l'expérience montre que, chaque fois que la force électromotrice entre le mercure et le liquide est amenée, n'importe comment, à une valeur déterminée, la constante capillaire prend la même valeur, que le liquide soit un acide, une base, un sel neutre ou un composé chimique quelconque.

D'autre part, l'application aux phénomènes électrocapillaires du principe de la conservation de l'énergie et du principe de la conservation de la quantité d'électricité conduit, ainsi que l'a montré M. Lippmann, à deux équations, dont l'une, la seule qui nous intéresse ici, s'écrit, A étant la constante capillaire,

$$\frac{\partial q}{\partial e} = -\frac{\partial^2 A}{\partial e^2}:$$

c'est-à-dire que la capacité élémentaire à surface constante du mercure est égale, au signe près, à la seconde dérivée de la fonction de la force électromotrice qui représente la constante capillaire.

Cette dernière fonction étant indépendante de la nature de l'électrolyte, ses dérivées en sont aussi indépendantes ; par conséquent, la capacité élémentaire à surface constante, qui est la seconde de ces fonctions dérivées, dépend seulement de la force électromotrice et non de la nature chimique du liquide employé.

On pouvait donc prévoir la loi relative à la capacité, dans le cas du mercure. Toutefois, le raisonnement précédent s'appuie sur deux principes généraux dont les conséquences doivent toujours être soumises à l'expérience ; de plus, ce raisonnement ne s'applique aucunement aux métaux solides, et c'est par une extension

incertaine que j'ai soupçonné que la proposition démontrée pour le mercure était également vraie pour le platine.

Pour ces différents motifs, une vérification expérimentale directe était nécessaire : on a vu qu'elle a pleinement réussi.

VII. *Mesures absolues.* — La méthode de détermination de la capacité au moyen du galvanomètre et du pendule se prête aisément aux mesures absolues.

D'une part, en effet, les forces électromotrices acquises par le voltamètre sont exprimées en daniells, et il est facile de les réduire en volts en les multipliant par le facteur connu 1,12.

D'autre part, on peut obtenir les valeurs absolues des charges en effectuant au préalable l'expérience suivante.

Après avoir supprimé la dérivation destinée à fractionner la force électromotrice du daniell, on remplace le voltamètre par un microfarad ; puis on fait l'expérience, comme s'il s'agissait de mesurer la capacité d'un voltamètre (sans se préoccuper du temps de fermeture du circuit, qui est ici indifférent) : soit n le nombre de divisions observé au galvanomètre. Comme la force électromotrice du daniell est égale à $1^{\text{volt}},12$, le résultat précédent s'exprime ainsi : le passage dans le galvanomètre de la quantité d'électricité 1,12 microfarads produit une impulsion de n divisions. Donc une déviation de 1^{div} correspond à $\frac{1,12}{n}$ microfarads ; en multipliant par ce facteur numérique les charges mesurées en unités du galvanomètre, on les convertira en unités absolues du système centimètre-gramme-seconde. Il n'y a pas lieu de tenir compte de l'amortissement, parce que, lors de l'expérience de graduation qui vient d'être décrite, la mesure est réduite dans le même rapport que lorsqu'on opère sur un voltamètre.

En appliquant cette méthode à une électrode de platine plongée dans l'eau acidulée par l'acide sulfurique ($\frac{1}{6}$ d'acide en volume), j'ai trouvé, pour la capacité initiale, 0,0777 microfarads par millimètre carré ; pour un voltamètre formé de deux électrodes égales en surface, la capacité serait moitié moindre, soit 0,0388 microfarads.

J'ai rencontré, au sujet de la capacité initiale d'une électrode, des faits curieux. Si on laisse séjourner pendant plusieurs jours une électrode dans l'eau acidulée, sa capacité diminue peu à peu

avec le temps et tombe, en une semaine ou deux, au quart environ de sa valeur primitive; elle garde ensuite sensiblement cette valeur ; en même temps, la déperdition devient très faible. Vient-on à chauffer l'électrode au rouge dans la flamme de la lampe d'émailleur, la capacité reprend sensiblement sa valeur primitive; la déperdition redevient également ce qu'elle était. La mesure absolue que j'ai donnée plus haut se rapporte à une électrode qui avait séjourné plusieurs mois dans le liquide; chauffée au rouge, elle reprit une capacité plus de quatre fois plus grande que celle que j'avais constatée lors de la mesure absolue.

Il résulte de là que la capacité d'un voltamètre formé de deux électrodes égales est comprise entre 0,0388 et 0,1554 microfarads par millimètre carré. Les nombres donnés par M. Kohlrausch (1) conduisent à 0,1294 microfarads par millimètre carré : on voit qu'il n'y a aucun désaccord entre ce résultat et les miens. M. Kohlrausch ne donne aucun renseignement sur la manière dont il a préparé ses électrodes ; il est probable qu'il les a fait rougir dans une flamme peu avant l'expérience, comme on le fait habituellement pour les nettoyer et les dépolariser : de là la grande capacité qu'il a obtenue.

Il faut du reste remarquer que la surface réelle d'une électrode de platine doit être en réalité beaucoup plus grande que la surface apparente : le platine est, comme on sait, extrêmement poreux, et une partie de la surface des petits canaux qui le traversent doit compter dans l'évaluation de la surface soumise à la polarisation. Il résulte de là que des échantillons de platine de provenances diverses peuvent avoir des capacités apparentes très différentes. Il est probable que les variations de capacité que subit une électrode, suivant qu'elle est neuve ou qu'elle a séjourné longtemps dans l'eau, proviennent de ce que des gaz, et en particulier de l'hydrogène, oblitèrent plus ou moins les cavités superficielles du platine et modifient ainsi sa surface réelle. Quelques expériences que j'ai faites semblent confirmer cette hypothèse ; elles sont trop peu avancées pour en parler ici.

---

(1) *Pogg. Ann.*, Bd. CXLVIII, S. 143; 1873.

RÉSUMÉ.

1° Une méthode directe a été donnée pour mesurer la plus petite charge nécessaire pour produire une polarisation déterminée d'une électrode.

2° A l'aide de cette méthode, j'ai démontré l'existence d'une première loi : *La capacité initiale est indépendante du sens de la polarisation.*

3° Une seconde loi s'énonce ainsi : *La capacité élémentaire d'une électrode pour une force électromotrice donnée ne dépend pas de la nature de l'électrolyte.* Cette loi a été vérifiée, d'abord à l'aide de mesures effectuées par la méthode ci-dessus, puis d'une manière complètement différente, par une seule expérience qualitative. On en déduit les propositions suivantes : *Pour faire passer par une polarisation instantanée la force électromotrice existant entre une électrode et un électrolyte d'une valeur e_1 à une valeur e_2, il faut une quantité d'électricité toujours la même, quelle que soit la nature chimique de l'électrolyte* (corollaire : *L'énergie mise en jeu est également invariable*).

La charge de la couche électrique double existant à la surface de contact d'une électrode et d'un électrolyte ne dépend pas de la nature de l'électrolyte, pourvu que la différence électrique reste la même (corollaire : *L'énergie potentielle de la couche double dépend de sa force électromotrice seulement*).

4° J'ai donné une mesure absolue de la capacité initiale du platine plongé dans l'eau acidulée par l'acide sulfurique. J'ai montré que cette capacité peut varier sous différentes influences.

Enfin j'ai indiqué quelques faits relatifs à la dépolarisation spontanée qui succède à une polarisation instantanée.

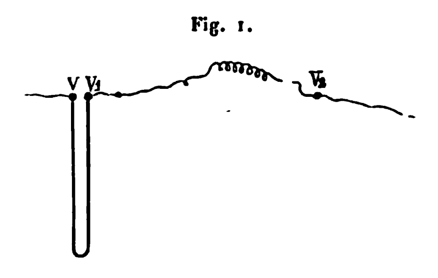
MESURE DE L'ÉNERGIE DÉPENSÉE PAR UN APPAREIL ÉLECTRIQUE;

PAR M. A. POTIER.

Première méthode. — Soient V_1 et V_2 les potentiels aux deux bornes d'un appareil quelconque, contenant une lampe, des élec-

tro-aimants, un électrolyte, et parcouru par un courant d'intensité variable i, mais *périodique*.

Fig. 1.



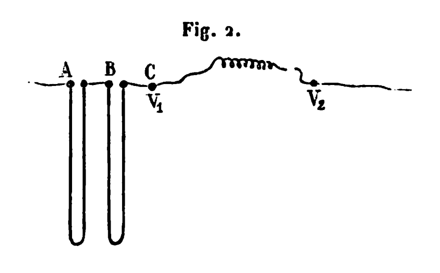
Soient de plus R une résistance connue, *non susceptible d'induction* (¹), faisant partie du circuit, et V le potentiel de l'autre extrémité de cette résistance. La méthode de M. Joubert (²) donne la valeur moyenne de $(V - V_2)^2$ ou de $\int (V - V_2)^2 dt$; comme $V = V_1 + Ri$, cette méthode détermine

$$\int (V_1 - V_2 + Ri)^2 dt$$
$$= \int (V_1 - V_2)^2 dt + 2R\int i(V_1 - V_2)\,dt + R^2 \int i^2 dt.$$

Si l'on fait trois expériences, en laissant à i la même valeur et en donnant à R les valeurs o, R_1, R_2, on pourra déterminer les coefficients de R et de R^2, c'est-à-dire 1° $\int i(V_1 - V_2)\,dt$, ou l'énergie moyenne dépensée par l'appareil, et 2° $\int i^2 dt$, ou la seule moyenne ayant un sens pour l'intensité de courants de sens variable.

Les expériences se feront ainsi : l'aiguille et une paire de cadrans de l'électromètre restant en communication avec V_2, il suffira de mettre l'autre paire successivement en A, B, C.

Fig. 2.



(¹) Par exemple un fil replié sur lui-même.

(²) Voir *Journal de Physique*, t. IX, p. 297, et *Annales de l'École Normale supérieure*, 2ᵉ série, t. X, p. 131.

Seconde méthode. — Soient toujours V_1, V_2 les potentiels des deux points entre lesquels on veut mesurer la dépense d'énergie, R une résistance.

Dans une première expérience, on met l'aiguille d'un électromètre de Thomson au potentiel V_2, les cadrans aux potentiels V_1 et V; la déviation de l'électromètre mesure

$$\int (V_1 - V)\left(V_2 - \frac{V_1 + V}{2}\right) dt.$$

Dans une deuxième expérience, on met l'aiguille et une paire de cadrans au potentiel V_1, l'autre paire au potentiel V; l'électromètre mesure $\int \frac{(V_1 - V)^2}{2} dt$; la différence donne

$$\int (V_1 - V)\left(V_2 - \frac{V_1 + V}{2} - \frac{V_1 - V}{2}\right) dt = \int (V_1 - V)(V_2 - V_1)\, dt.$$

On a d'ailleurs à chaque instant

$$i = \frac{V_1 - V}{R};$$

par suite, la dernière intégrale représente $R\int i(V_2 - V_1)dt$; on en déduit l'énergie dépensée $\int i(V_2 - V_1)$; on a de plus

$$\int \frac{(V_1 - V)^2}{2} dt \quad \text{ou} \quad R^2 \int i^2 dt.$$

On n'obtient pas ainsi $\int (V_2 - V_1)^2 dt$ qu'a mesuré M. Joubert, mais deux autres intégrales qui ont un sens physique mieux déterminé; l'énergie se déduit de deux mesures au lieu de trois, et l'on peut choisir R de telle sorte que $R^2\int i^2 dt$ soit petit par rapport à $R\int i(V_2 - V_1)dt$, tout en étant susceptible d'une mesure exacte.

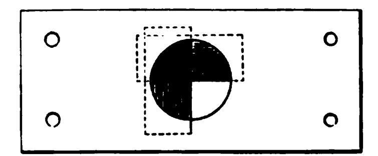
Il est entendu que les intégrales représentent la valeur moyenne des quantités sous le signe $\int$ pendant une période.

EXPÉRIENCE D'OPTIQUE;

PAR M. E. DUBOIS,
Professeur au lycée d'Amiens.

On sait que la lumière blanche est complètement éteinte par son passage à travers deux verres colorés de teintes pures et différentes, par exemple un verre rouge et un verre vert. Pour le démontrer dans les cours publics, on prendra deux plaques de bois semblables à celles qui servent à supporter les vues ou les dessins que l'on veut projeter, et, après y avoir pratiqué des ouvertures circulaires égales, on encartera dans l'une un verre vert, dans l'autre un verre rouge, se coupant à angle droit au centre du cercle, comme

Fig. 1.



l'indique la figure, lorsque les deux plaques auront été superposées et fixées l'une à l'autre par quatre vis. Le cercle obtenu en projection est divisé en quatre secteurs, le premier blanc, le deuxième rouge, le troisième vert, le quatrième noir. Ce dernier correspond au secteur dans lequel les deux verres sont superposés.

Cette expérience est inverse de celle qui consiste, à l'aide de deux appareils de projection, à superposer sur un écran blanc un faisceau rouge et un faisceau vert, ce qui donne du blanc, le rouge et le vert étant complémentaires.

OBERBECK. — On the friction in free surfaces of liquids (Sur le frottement à la surface libre des liquides); *Phil. Magazine*, 5e série, t. XI, p. 132; 1881.

Il semble résulter des expériences de M. Plateau que la viscosité des liquides n'est pas la même à leur intérieur qu'à leur surface

libre. Ce physicien trouve, en faisant osciller une aiguille aimantée à l'intérieur, puis à la surface d'un liquide, que l'eau, les dissolutions salines, la glycérine, les solutions d'albumine et de savon sont plus visqueuses à la surface qu'à l'intérieur, tandis que le contraire a lieu pour l'alcool, la térébenthine, l'éther, le sulfure de carbone. M. Marangoni attribue, au contraire, ces différences à la capillarité et à la présence de corps étrangers à la surface des liquides.

Pour résoudre la question, l'auteur emploie une croix de laiton suspendue par deux fils de platine. Les bras sont constitués par des vis le long desquelles peuvent se déplacer des poids quand on veut changer la durée d'oscillation. Un miroir fixé à cette croix et une lunette permettent d'étudier les oscillations. La branche inférieure porte une plaque mince ou un cylindre de laiton qui plonge plus ou moins profondément dans le liquide placé au-dessous et oscille à son intérieur en tournant autour d'un axe vertical. Une vis micrométrique permet d'élever ou d'abaisser l'ensemble de l'appareil.

La plaque était d'abord entièrement plongée dans le liquide, puis on l'élevait de façon à placer sa face supérieure dans le plan de la surface libre, et enfin au-dessus de ce plan. On observait la durée des oscillations et la diminution progressive de leur amplitude. Le liquide était contenu dans un vase étroit, car, dans un vase large, le disque, oscillant, entraîne dans son mouvement le liquide qui l'entoure, ce qui diminue beaucoup l'influence du frottement, comme l'ont montré les expériences exécutées avec des vases de différentes largeurs. Dans les plus grands, la réaction du liquide masque presque entièrement l'influence de la situation du corps oscillant et celle de l'addition d'un liquide étranger à la surface du premier liquide, tandis que ces influences apparaissent nettement avec un vase étroit.

Comme on observe toujours des oscillations de faible amplitude, on peut considérer la résistance du liquide comme proportionnelle à la vitesse angulaire de l'appareil. On a ainsi pour l'équation du mouvement

$$\frac{d^2\Phi}{dt^2} + 2a\frac{d\Phi}{dt} + b\Phi = 0,$$

et Φ peut s'exprimer par la formule

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\frac{\lambda t}{T}} \cos\left(2\pi \frac{t}{T}\right),$$

Le coefficient $\frac{\lambda}{T} = a$ peut être considéré comme mesurant la décroissance progressive de l'amplitude, et par suite le frottement du liquide sur le solide mobile. D'après l'hypothèse précédente, cette quantité doit être indépendante de l'amplitude, ainsi que la durée d'oscillation. En réalité, la durée d'oscillation reste, en effet, constante dans une même expérience ; mais, quand la face supérieure du disque s'élève au-dessus du liquide, une action capillaire entre en jeu sur ses bords et ralentit un peu l'oscillation. Quant à la décroissance, elle diminue lentement quand l'amplitude s'abaisse; il suffit de considérer ses valeurs moyennes.

Les expériences ont conduit aux résultats suivants :

1° Dans tous les liquides observés, la résistance croît quand le disque approche de la surface libre. Ce résultat paraît dû à ce que les molécules liquides, écartées de leur position par le disque, ne peuvent plus facilement s'échapper en remontant, à cause du voisinage de la surface. Il est possible aussi que l'évaporation de la surface abaisse la température des couches voisines et change la résistance.

2° Quand la face supérieure du disque atteint et dépasse la surface libre, les liquides se partagent en plusieurs groupes, comme l'avait indiqué M. Plateau. Les uns, comme l'eau et les dissolutions salines, présentent une augmentation de résistance considérable; d'autres, comme l'alcool, le sulfure de carbone, l'essence de térébenthine, présentent une diminution de résistance ; les mélanges d'eau et d'alcool affectent des allures qui dépendent de leurs proportions. Une faible addition d'alcool modifie beaucoup les propriétés de l'eau. L'accroissement de résistance à la surface de l'eau et des solutions salines ne tient pas à la présence de corps étrangers à leur surface. La filtration du liquide et son agitation, qui change l'état de la surface, n'exercent qu'une influence assez faible sur la résistance observée. La diminution de résistance à la surface de l'alcool et des autres liquides de la seconde série est d'autre part trop faible pour qu'on en puisse tirer des conclusions bien certaines.

3° Pour les grandes profondeurs, le sulfure de carbone offre la plus faible résistance; celles de l'eau et de l'alcool diffèrent peu l'une de l'autre; celle de l'essence de térébenthine est beaucoup plus grande. L'addition des sels augmente la résistance de l'eau. Les mélanges d'eau et d'alcool résistent plus que ces deux liquides séparés. FOUSSEREAU.

NICHOLS ET WHEELER. — **On the coefficient of expansion of gas-solutions** (Sur le coefficient de dilatation des dissolutions gazeuses); *Phil. Magazine*, 5e série, t. XI, p. 113; 1881.

L'appareil employé consiste en un ballon de verre de 300cc environ, plongé dans un bain d'eau dont la température est indiquée par un thermomètre. Le col du ballon se recourbe verticalement et va pénétrer par une extrémité allongée dans un tube plus large qui contient du mercure. Le ballon était rempli à une température assez élevée pour que, pendant les expériences, le mercure montât constamment dans le col au-dessus du niveau extérieur.

On refroidissait progressivement l'eau du bain; on attendait un temps suffisant pour que la variation de température se fût communiquée au liquide du ballon; puis, pour empêcher les variations de pression, on relevait le tube extérieur dans lequel plongeait le col, de façon à maintenir constante la différence des niveaux du mercure. On lisait alors les températures du bain et de l'air; on notait le volume au moyen d'une échelle adaptée au col, et on calculait la dilatation du liquide en tenant compte de celle du verre. Pour les températures inférieures à 0°, jusqu'à — 20°, on remplaçait l'eau par des mélanges de glace et de sel. Les différentes parties du col avaient été jaugées préalablement par l'addition successive de poids égaux de mercure.

Cet appareil, que ses dimensions rendent très sensible, a en outre l'avantage de ne pas permettre l'évaporation du liquide, ni le dégagement d'aucune portion du gaz dissous.

Les expériences ont porté sur cinq dissolutions ammoniacales de concentrations inégales. On a construit pour chacune d'elles la courbe des volumes et celle des coefficients de dilatation. On peut résumer les résultats de la manière suivante :

1° L'absorption du gaz ammoniac par l'eau à une température déterminée provoque un accroissement de volume proportionnel à la quantité de gaz absorbé;

2° Le coefficient de dilatation est d'autant plus grand que la dissolution contient plus de gaz;

3° Le maximum de densité et le point de congélation s'abaissent d'autant plus que la dissolution est plus riche.

FOUSSEREAU.

LORD RAYLEIGH. — The photophone (Le photophone); *Nature*, 20 janvier 1881.

L'auteur suppose qu'une radiation intermittente est reçue par une lame élastique d'épaisseur telle, que la radiation absorbée pendant une demi-période et restituée au milieu ambiant dans la demi-période suivante a pour effet d'échauffer la lame jusqu'au milieu de son épaisseur. Cette lame se recourbe par suite de la dilatation; si elle est fixée par les bords, son centre se déplace d'une quantité qu'on peut évaluer, connaissant l'intensité de la radiation incidente, la chaleur spécifique et le coefficient de dilatation linéaire de la substance.

Pour le fer, l'épaisseur la plus convenable serait de $0^m,0200$ et la période d'intermittence correspondante $\frac{1}{250}$ de seconde. En supposant le diamètre de la plaque de $0^m,06$, l'amplitude de la vibration au centre serait de $5^m.10^{-8}$. L'auteur affirme que cette amplitude, quoique bien petite, est suffisante pour que le son soit perceptible.

E. BOUTY.

IL NUOVO CIMENTO.

3e série. — Tomes VII et VIII. — Année 1880.

G. POLONI. — Expériences sur la capillarité de l'eau, t. VII, p. 16.

L'auteur mesure avec le sphéromètre les hauteurs des colonnes dans des tubes dont les diamètres ne sont pas inférieurs à $0^{mm},3$, mais s'occupe particulièrement du fait suivant : si, après avoir

amené verticalement la pointe de la vis du sphéromètre au contact de la surface du liquide, on la relève lentement, le liquide y reste adhérent et se soulève avec elle jusqu'à une certaine hauteur H, après quoi il se détache de la pointe de la vis en reprenant sa surface horizontale, une petite goutte seulement restant attachée à la pointe. L'auteur mesure H et la flèche h du segment sphérique de la goutte. En variant le diamètre et la matière de la pointe, on peut représenter les résultats numériques des expériences à l'aide des formules suivantes, où L, M et N sont des coefficients qui dépendent de la nature de la pointe :

$$H = M(1 - N^{-d}), \quad h = L^{d}.$$

E. BETTI. — Sur l'équilibre dans la masse d'un gaz parfait, isolée dans l'espace, p. 26.

L'auteur démontre le théorème suivant de M. Ritter (¹) (*Ann. de Wiedemann*, 1879) : « Dans la masse d'un gaz parfait en équilibre, le quotient du potentiel par l'équivalent mécanique de la chaleur est égal au nombre des calories qui existent dans la masse, multiplié par le triple du rapport entre la chaleur spécifique à pression constante et la chaleur spécifique à volume constant, ce rapport étant diminué de l'unité. » C'est-à-dire que, si k est le rapport susdit et A la valeur inverse de E, Q la quantité de chaleur, on aura $AP = 3(k-1)Q$.

M. Betti démontre aussi que, « lorsque la masse perd une quantité de chaleur δQ, la quantité de chaleur contenue dans la masse augmente de δQ divisé par $(3k-4)$ ». Si la chaleur perdue ou gagnée se distribue également dans la masse, la chaleur spécifique de la sphère gazeuse est négative et égale à $-0{,}0380$. Dans la masse d'un gaz parfait et en équilibre mécanique et thermique, le rayon de la sphère occupée par la masse est proportionnel au carré de la masse et inversement proportionnel à la quantité de chaleur de la masse. Si toute la masse du Soleil était à l'état de gaz parfait, la quantité moyenne de chaleur de l'unité de masse serait égale à 45 millions d'unités de chaleur. S'il y eut un temps où la masse solaire arrivait jusqu'à l'orbite de Neptune, la quantité moyenne de

(¹) *Untersuchungen über die gasförmigen Weltkörper.*

chaleur de l'unité de masse aurait été de 6825^{cal}. S'il y eut un temps où, dans l'unité de masse du Soleil, il y avait une seule calorie, le rayon de la sphère occupée par la masse aurait dû être 6825 fois la distance du Soleil à Neptune. L'auteur a fait usage des unités absolues, c'est-à-dire celles qui se rapportent seulement aux unités de longueur et de temps, le millimètre et la seconde.

A. RIGHI. — Sur la dilatation galvanique, p. 116.

Selon M. Edlund (¹), un fil conducteur, parcouru par le courant, augmenterait de longueur, indépendamment de l'effet calorifique; et l'on sait que les physiciens ne sont pas d'accord sur cela. L'auteur, même en employant un appareil très délicat, n'a pas réussi à observer une telle dilatation.

G. BASSO. — Sur les effets mécaniques de l'électrolyse, p. 118.

L'auteur, ayant observé dans les clichés de l'électrotypie la contraction du dépôt métallique produit par l'électrolyse, décrit comment on doit préparer une lame de verre pour constater, dans le dépôt métallique, le phénomène de la manière la plus évidente.

A. NACCARI ET S. PAGLIANI. — Sur l'absorption des gaz par les liquides et sur la loi de Henry, p. 92.

En analysant les expériences connues, on trouve que la loi de Henry est vérifiée pour l'acide carbonique et pour l'eau, lorsque la pression n'est pas inférieure à 1^{atm}; et, comme les gaz dont le coefficient d'absorption est le plus grand s'éloignent de cette loi d'autant plus que la pression est plus faible, les auteurs ont fait des expériences sous une pression inférieure à celle de l'atmosphère. Ils ont employé l'appareil de Bunsen avec plusieurs modifications et avec l'acide carbonique et l'eau. La pression, en diminuant, arriva jusqu'à $257^{mm},7$; la température varia de 16° à 27°. La loi de Henry a été trouvée suffisamment exacte.

(¹) *Ann. de Pogg.*, t. CXXIX, p. 15.

Influence de la pression sur la résistance électrique des charbons, p. 120.

Les mêmes auteurs ont métallisé par l'électrolyse les points de contact des charbons avec les réophores de la pile, pour n'avoir pas de changement sensible dans ledit contact, pendant la compression des charbons. Selon leurs expériences, il faudrait de grandes pressions pour changer sensiblement la résistance des charbons au passage du courant.

G. GRASSI. — Sur la transmission de la chaleur entre deux fluides en mouvement, séparés par une paroi solide, p. 127.

On connaît l'équation différentielle qu'il faut intégrer pour discuter les différents cas de transmission, à courants simples, à courants concordants ou contraires. Ordinairement on l'intègre en supposant constant le coefficient de transmission; mais l'auteur observe que l'on n'a pas réussi à démontrer lequel de ces cas serait le plus avantageux; et, par des considérations qu'il nous serait impossible de reproduire ici, il trouve que le système des courants contraires est plus avantageux que le système des courants concordants, et que ce dernier est plus avantageux encore que le système à courants simples.

A. RIGHI. — Sur un cas de polarité permanente de l'acier, inverse relativement à celle de la bobine magnétisante, p. 135.

Suivant ses expériences et une nouvelle théorie dont il s'occupe actuellement, l'auteur est conduit à admettre ce qui suit : « Si l'on prend des barreaux d'acier cylindriques de même diamètre, on trouvera toujours, pour une même valeur de la force magnétisante de la bobine, un barreau d'une telle longueur qu'il ne pourra acquérir aucune trace de magnétisme permanent; tandis que, avec des barreaux plus courts, on pourra obtenir une polarité permanente en sens contraire de celle qui est développée pendant le passage du courant dans la bobine. »

F. ROSSETTI. — Sur le pouvoir absorbant, sur le pouvoir émissif thermique des flammes et sur la température de l'arc voltaïque, p. 138.

Il nous serait ici impossible de décrire suffisamment l'appareil, les nombreuses expériences et tous les résultats obtenus par l'auteur, parmi lesquels nous remarquons les suivants : Les flammes ont une grande transparence, et un pouvoir absorbant relativement très petit; mais une flamme qui aurait 1^m d'épaisseur serait sensiblement opaque pour les rayons d'une flamme de même nature. La formule $Y = \frac{a(1-k^\varepsilon)}{\log k}$ donne l'intensité du rayonnement thermique des flammes d'épaisseur ε. Donnant ε en centimètres, on a $k = 0,865$. a est une constante qui dépend de la nature de la flamme. Le pouvoir émissif thermique absolu de la flamme blanche du gaz d'éclairage, c'est-à-dire le rapport de l'intensité du rayonnement de la flamme au rayonnement thermique du noir de fumée qui aurait la température moyenne de la flamme, est égal à l'unité. On peut déterminer les températures des deux charbons avec la formule déjà connue de l'auteur

$$Y = mT^2(T-\theta) - n(T-\theta),$$

où Y est l'indication du galvanomètre en communication avec la pile thermo-électrique, T la température absolue du corps quelconque rayonnant, θ la température absolue du milieu où se trouve ladite pile, m et n des constantes qui dépendent de la pile et du galvanomètre. Dans les expériences de l'auteur, le charbon positif arriva jusqu'à 3900°, le négatif à 3150°, et l'arc voltaïque à 4800°, indépendamment de sa grandeur et de l'intensité du courant.

A. BARTOLI. — Appareil pour la détermination de l'équivalent mécanique de la chaleur, t. VIII, p. 5.

L'auteur a voulu employer un appareil plus exact que ceux employés par les autres physiciens. Une masse de mercure, exactement connue à la température de 0°, s'écoule sous une pression connue par un tube d'acier qui a un diamètre intérieur fort petit, et d'une longueur telle que le liquide en sort avec une vitesse tout à

fait négligeable. On détermine le poids de la glace fondue par le tube pendant l'expérience. Nous ne pouvons pas donner d'autres détails ni décrire les soins de l'auteur pour éviter toute cause d'erreur, et pour déterminer exactement les pressions et les quantités de chaleur. La valeur la plus grande obtenue pour l'équivalent mécanique, dans ces expériences, a été de 430,2, la plus petite 426,8, et la moyenne 428,40.

A. BARTOLI et G. ALESSANDRI. — Sur le moyen d'obtenir un magnétisme anormal dans l'acier, avec le courant de la pile, p. 16.

Il s'agit d'une expérience de M. Righi, que nous avons décrite. Si l'on évite l'étincelle à l'ouverture du circuit, ce qui se fait en introduisant lentement une grande résistance dans le circuit de la bobine magnétisante, sans l'interrompre brusquement, on n'obtient pas de magnétisme anormal.

E. BELTRAMI. — Sur l'attraction d'un anneau circulaire ou elliptique, p. 19.

Ce cas d'attraction, en partant de la loi de Newton, conduit l'auteur à des résultats analytiques très intéressants, relatifs à la fonction potentielle et à la fonction qui représente les lignes de force dans chaque plan méridien de l'anneau.

E. PADOVA. — Démonstration d'un théorème relatif à l'intégration des équations à dérivées partielles du premier ordre, p. 89.

C'est un théorème démontré par M. Mayer (*Mathematische Annalen*, t. VIII). La démonstration de M. Padova est directe, simple et élégante; ce théorème peut intéresser les physiciens, vu les nombreuses questions de Physique où ces équations sont nécessaires.

A. RIGHI. — Polarité permanente de l'acier, p. 93.

L'auteur avait déjà fait sur cette polarité les mêmes observations que MM. Bartoli et Alessandri.

G. POLONI. — Influence de la température sur la distribution du magnétisme permanent, p. 103.

En faisant varier la température d'un aimant, on fait varier aussi la loi de distribution du magnétisme. A l'appui de ce fait, l'auteur décrit plusieurs expériences.

E. BELTRAMI. — Sur quelques nouveaux théorèmes de M. C. Neumann, relatifs aux fonctions potentielles, p. 107.

L'auteur démontre ces théorèmes, très importants pour la Physique mathématique. M. Neumann les avait publiés dans les *Mathematische Annalen*, mais en grande partie sans démonstration.

Sur la théorie de l'attraction des ellipsoïdes, p. 195.

Il s'agit d'une nouvelle et élégante méthode, qui se fonde sur l'emploi des coordonnées elliptiques.

A. BARTOLI ET G. PAPASOGLI. — Synthèse de plusieurs acides organiques par l'électrolyse de l'eau, et des solutions acides et alcalines avec des électrodes de charbon, p. 278.

Les auteurs annoncent que les charbons de cornue, ou de bois, purifiés à chaud avec le chlore et servant d'électrode positive, se dissolvent dans le voltamètre à eau, et que celle-ci devient noire. Avec 1200 daniells, pendant un mois sans interruption, le liquide acquiert une réaction acide, et l'on a les composés de la série benzocarbonique : l'acide mellitique $C^{12}H^{6}O^{12}$, avec ses dérivés, et une substance noire, composée de charbon, d'hydrogène et d'oxygène, peu soluble dans l'eau et insoluble dans l'alcool et dans le chloroforme. On a eu les mêmes résultats en employant plusieurs solutions acides ou alcalines. En employant le graphite, le liquide ne se colore pas. Le Mémoire des auteurs ne tardera pas à paraître.

X.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXIII. — Août 1881.

W. Crookes. — *Des spectres phosphorescents discontinus dans le vide presque parfait*, p. 555.

G.-D. Liveing et J. Dewar. — *Note sur le renversement du spectre du cyanogène*, p. 571.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XII. — Août 1881.

Lord Rayleigh. — *Théorie électromagnétique de la lumière*, p. 81.

Silvanus P. Thompson. — *Sur l'opacité des cristaux de tourmaline*, p. 112.

James Moser. — *Recherches électrostatiques relatives spécialement aux lois de l'induction dans l'inductomètre différentiel et dans l'électrophore*, p. 130.

Edmund-J. Mills. — *Remarques sur la thermométrie*, p. 142.

G.-C. Woodward. — *Appareil pour démontrer dans le cours la conception de la lumière polarisée dans la théorie des ondes*, p. 145.

Fr. Tait. — *Note sur la conductibilité calorifique : effets de la variation de la chaleur spécifique et du coefficient de conductibilité avec la température, sur la propagation d'ondes planes calorifiques*, p. 147.

5e série. — Tome XII. — Septembre 1881.

E.-H. Hall. — *Coefficient de rotation* (Rotational coefficient) *du nickel et du cobalt*, p. 157.

Fr.-B. Stewart et W. Stroud. — *Résultats obtenus avec une modification du calorimètre de Bunsen*, p. 172.

R.-H.-M. Bosanquet. — *Note sur le laboratoire de Saint-John's College, à Oxford*, p. 178.

T.-E. Thorpe et A.-W. Rücker. — *Remarques sur les recherches du Dr Mills sur la thermométrie*, p. 184.

W.-E. Ayrton et J. Perry. — *Note sur l'indice de réfraction de l'ébonite*, p. 196.

Th. Gray. — *Instruments pour mesurer et enregistrer les mouvements du sol*, p. 199.

D.-J. Moser. — *Action microphonique des éléments de sélénium*, p. 212.

G. Wiedemann. — *Remarques sur le Mémoire du Prof. Hughes, sur le magnétisme moléculaire*, p. 223.

Ch. Alder Wright. — *Nombre d'unités électrostatiques contenues dans l'unité électromagnétique*, p. 224.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome XIII. — N° 8. — Année 1881.

W. Kohlrausch. — *Étude expérimentale des sons produits par l'écoulement des gaz à travers des fentes*, p. 545.

R. Kœnig. — *Observation des vibrations de l'air dans les tuyaux d'orgue*, p. 569.

L. Lorenz. — *Conductibilité des métaux pour la chaleur et pour l'électricité*, p. 582.

S. von Wroblewski. — *Emploi de la photométrie pour étudier la diffusion des liquides*, p. 606.

W. Holtz. — *Contributions expérimentales à la théorie des machines à influence*, p. 623.

W. Hankel. — *Développement polaire d'électricité dans les cristaux hémimorphes par modification de la pression dans la direction de l'axe non symétrique*, p. 640.

F. Streintz. — *Décomposition de l'eau entre des électrodes de platine produites par la décharge de la bouteille de Leyde*, p. 644.

E. Cohn. — *Résistance des éléments polarisés*, p. 665.

E. Reitlinger et A.-V. Urbanitzky. — *Phénomènes développés dans les tubes de Geissler par des influences extérieures*, p. 670.

C. Fromme. — *Note sur le maximum de magnétisme temporaire du fer doux*, p. 695.

Nouvelle série. — Tome XIV. — N° 9. — Année 1881.

S. Koch. — *Variation du coefficient de frottement du mercure avec la température*, p. 1.

K.-F. Slotte. — *Frottement intérieur des dissolutions de quelques chromates*, p. 13.

C. Christiansen. — *Recherches sur la conductibilité calorifique*, p. 23.

D. Konowalow. — *Tensions de vapeur des mélanges liquides*, p. 34.

H. Helmholtz. — *Balance électrodynamique*, p. 52.

V. Strouhal et C. Barus. — *Changement de l'ordre occupé par le fer et l'acier dans la série thermo-électrique, résultant de l'aimantation*, p. 54.

J. Moser. — *Cycle produit par le transport des ions, la vaporisation et la condensation*, p. 62.

L. Grunmach. — *Rotation électromagnétique du plan de polarisation des rayons calorifiques dans les corps solides et liquides*, p. 85.

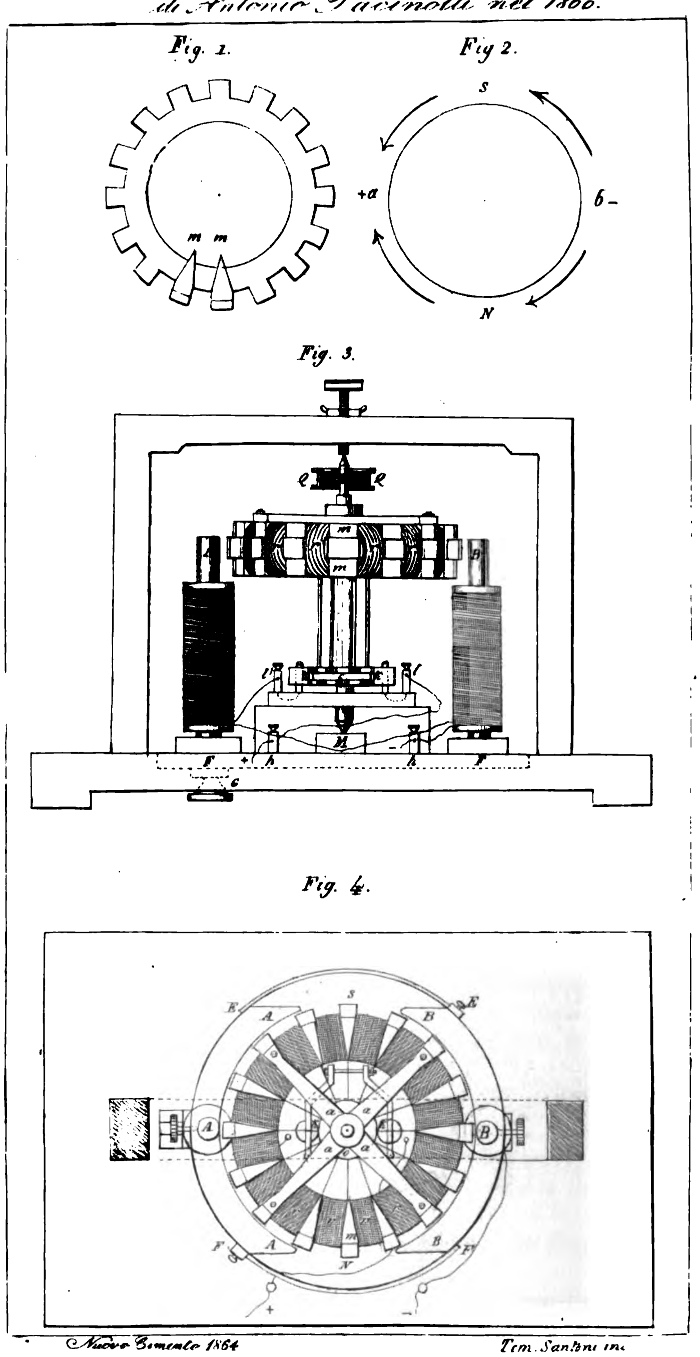
A. Kerber. — *Hauteur de l'atmosphère terrestre*, p. 117.

A. Sprung. — *Déplacement d'une molécule libre à la surface de la Terre. Conséquences pour la Météorologie*, p. 128.

G. Helm. — *Transmission des actions à distance par l'intermédiaire de l'éther*, p. 149.

A. Paalzow. — *Remarque sur le Mémoire ayant pour titre* « Nouveau voluménomètre », p. 176.

di Antonio Pacinotti nel 1860.



DESCRIPTION D'UNE PETITE MACHINE ÉLECTROMAGNÉTIQUE;

PAR M. LE Dr ANTOINE PACINOTTI.

[Traduit du *Nuovo Cimento*, t. XIX; juin 1864 (¹)].

En 1860, j'eus l'occasion de faire construire, pour le cabinet de Physique technologique de l'Université de Pise, un modèle de machine électromagnétique imaginé par moi et que je vais décrire. Mon but spécial est de faire connaître un électro-aimant d'un genre particulier employé dans la construction de cette machine et qui, outre la nouveauté qu'il présente, me paraît propre à donner plus de régularité et une plus grande constance d'action aux machines électromagnétiques.

Je crois aussi sa forme convenable pour recueillir la somme des courants induits dans une machine magnéto-électrique.

Dans les électro-aimants ordinaires, même lorsqu'ils sont munis d'un commutateur, les pôles magnétiques apparaissent toujours dans les mêmes positions, et au contraire dans l'électro-aimant que je vais décrire, en se servant du commutateur qui y est joint, on peut faire mouvoir les pôles dans le fer soumis à l'aimantation.

La forme du fer de cet électro-aimant est celle d'un anneau circulaire. Pour concevoir facilement l'allure et le mode d'action du courant magnétisant, supposons que l'on enroule sur notre anneau de fer un fil de cuivre couvert de soie, et qu'après avoir formé la première couche, au lieu de continuer l'hélice au-dessus

(¹) En reproduisant l'article de M. Pacinotti, ainsi que la planche qui l'accompagnait dans le *Nuovo Cimento*, nous avons pensé être agréables aux lecteurs de ce Journal, l'Exposition d'électricité ayant appelé l'attention sur les machines de M. Pacinotti, jusqu'alors connues en France seulement par une Communication de l'auteur à l'Institut (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXIII, p. 543; 1871). Il nous a paru intéressant de montrer combien M. Pacinotti avait été près de trouver les principes qui, exposés et mis en pratique par MM. Wilde, Wheatstone et Werner Siemens, ont produit les machines dynamo-électriques en usage aujourd'hui, et de voir énoncer à cette date la réversibilité des moteurs magnéto-électriques.

Quant aux progrès qu'il restait à réaliser ponr arriver aux machines Gramme, celles-ci sont trop connues de nos lecteurs pour que nous insistions.

(*La Rédaction*.)

de celle déjà construite, on ferme le fil métallique en soudant entre eux les deux bouts qui se trouvent l'un près de l'autre; nous aurons ainsi recouvert l'anneau de fer d'une spirale fermée isolée, tournant dans une direction invariable.

A présent, si nous faisons communiquer avec les deux pôles de la pile deux points du fil métallique de cette hélice assez éloignés l'un de l'autre, le courant, se divisant en deux parties, parcourt l'hélice sur les deux portions comprises entre les deux points de communication, et les directions qu'il prend sont telles que le fer devra s'aimanter en présentant les pôles aux points où sont appliqués les rhéophores. La ligne droite qui joint les deux pôles pourra être appelée *axe magnétique;* en changeant les points de communication avec la pile, nous pourrons l'amener à prendre une position quelconque transversale à la figure du fer de l'électro-aimant, que je désignerai pour cela sous le nom d'*électro-aimant transversal.* Les deux pièces d'électro-aimant placées des deux côtés de la droite (qui dans notre machine est un diamètre) passant par les rhéophores de la pile peuvent être considérées comme deux électro-aimants courbes opposés, avec les pôles de même nom en regard.

Pour construire sur ce principe l'électro-aimant avec lequel j'ai disposé la machine électromagnétique, j'ai pris un anneau de fer tourné, qui, à la façon d'une roue, possède seize dents égales, comme l'indique la *fig.* 1 de la planche ci-jointe. Cet anneau est porté par quatre rayons de laiton *a*, *a*, *a*, *a* (*fig.* 4) qui le réunissent avec l'arbre de la machine. Dans l'intervalle qui existe entre les dents successives, j'enroule du fil de cuivre couvert de soie, tenu en place par de petits prismes triangulaires en bois *m* (*fig.* 1 et 4), et j'obtiens ainsi entre les dents de cette roue de fer autant de bobines électrodynamiques bien isolées qu'il y a de dents.

Dans toutes ces bobines, dont quelques-unes sont indiquées par *r* dans les *fig.* 3 et 4 et qui sont formées chacune de neuf couches, le fil est enroulé dans le même sens. Deux bobines quelconques consécutives sont séparées par une dent en fer de la roue et par le morceau de bois triangulaire *mm* (*fig.* 1, 3, 4). En passant de l'une des bobines à la suivante, j'ai laissé libre un étrier de fil de cuivre en le fixant au morceau de bois *m* qui sépare les deux bobines. Sur l'arbre M (*fig.* 3) de la roue ainsi construite, j'ai porté

tous les étriers de communication entre les bobines successives, en les faisant passer par ordre dans des trous pratiqués dans un collier de bois tourné sur le même axe, et j'ai relié chacun d'eux au commutateur *c* (*fig.* 3), également tourné sur le même axe. Ce commutateur consiste en un cylindre de bois dur avec deux ordres d'entailles autour des extrémités de la surface cylindrique, dans lesquelles sont enchâssées seize pièces de laiton, dont huit en dessus et autant en dessous; les premières alternent avec les secondes; toutes sont concentriques avec le cylindre de bois, un peu débordantes et séparées par le bois. Dans la *fig.* *c* du commutateur, les pièces de laiton sont indiquées par les espaces obscurs. Chacune de ces pièces de laiton est soudée avec l'étrier correspondant de conjonction entre deux bobines. Ainsi toutes les bobines communiquent entre elles; chacune est jointe à la suivante par un conducteur dont fait partie une des pièces en laiton du commutateur; il en résulte qu'en plaçant en communication avec les pôles d'une pile deux de ces pièces au moyen de deux roulettes métalliques *k*, *k* (*fig.* 3 et 4) le courant se bifurquera, suivra l'hélice de l'un et de l'autre côté des points desquels partent les étriers joints aux pièces communicantes, et les pôles se produiront dans le fer du cercle près de ces points N, S (*fig.* 4). Les pôles d'un électro-aimant fixe A, B agissent sur les pôles N, S de l'électro-aimant transversal et en déterminent la rotation autour de son axe MM, puisque dans l'électro-aimant transversal, même lorsqu'il est en mouvement, les pôles se produisent toujours dans les mêmes positions N, S aux points de communication avec la pile.

Cet électro-aimant fixe, ainsi que le montrent les *fig.* 3 et 4, est composé de deux cylindres de fer A, B, réunis ensemble par une barre de fer FF, à laquelle l'un d'eux est vissé et l'autre est serré par une vis G, qui lui permet d'être déplacé pour approcher ou éloigner les pôles des cylindres A, B des dents de la roue. Le courant de la pile pénétrant par le rhéophore *h* passe à la communication *l*, et par elle à la roulette *k*, parcourt toutes les hélices de la roue revient, par la communication *l* et le fil de cuivre suivant, passer dans la bobine du cylindre A, ensuite dans la bobine du cylindre B, et enfin se rend au deuxième rhéophore *h*.

J'ai trouvé fort avantageux d'adjoindre aux deux pôles de l'électro-aimant fixe deux armatures en fer doux AAA, BBB, dont

chacune embrasse un peu plus d'un tiers de la circonférence de la roue qui constitue l'électro-aimant transversal; j'ai placé ces armatures assez près des dents de l'anneau, et les ai réunies entre elles par des brides de laiton EE, FF, comme on le voit dans la projection horizontale (*fig.* 4). Ces armatures n'ont pas été dessinées dans la projection verticale de la machine (*fig.* 3), afin de ne point cacher les petites bobines et les dents de la roue. La machine agit encore lorsque le courant passe seulement par l'électro-aimant circulaire, mais avec moins de force que lorsque le courant passe aussi à travers l'électro-aimant fixe.

Je fis quelques expériences en mesurant le travail mécanique produit par la machine et la consommation correspondante de la pile.

Ces expériences étaient exécutées de la manière suivante :

L'arbre de la machine portait une poulie QQ (*fig.* 3), laquelle était entourée par un cordon qui se fermait autour d'une roue assez grande, et la faisait tourner lorsque la machine était en mouvement. L'arbre de cette roue était horizontal, et une corde, en s'enroulant sur lui, élevait un poids. A l'une des extrémités de l'arbre horizontal de la roue était un frein chargé de manière que le poids qui devait être soulevé fût presque suffisant pour mettre en mouvement tout l'appareil, y compris la machine électromagnétique non parcourue par le courant. Dans cette disposition, lorsque la machine fonctionne, le travail mécanique absorbé par les frottements est égal à celui employé pour soulever le poids, et, pour avoir le travail total accompli par la machine, il suffisait de doubler celui donné par le produit du poids par la hauteur à laquelle il avait été soulevé. On évaluait ainsi le travail mécanique produit, et, pour connaître la consommation qui avait lieu dans la pile pour produire un tel travail, on interposait dans le circuit du courant un voltamètre à sulfate de cuivre, dont les électrodes de cuivre étaient pesées avant et après l'essai.

Je vais rapporter ici les nombres obtenus dans une de ces expériences avec la petite machine à électro-aimant transversal. Cette machine, dont la roue avait $0^{m},13$ de diamètre, était mise en mouvement par une pile formée de quatre petits couples Bunsen, et soulevait à $8^{m},66$ un poids de $3^{kg},2812$, compris la résistance de frottement : ainsi elle fit un travail mécanique de

$28^{kgm},415$. Le cuivre positif du voltamètre éprouva une perte de poids de $0^{gr},224$, le cuivre négatif augmenta de $0^{gr},235$; ainsi, en moyenne, on peut dire que le travail chimique dans le voltamètre fut $0^{gr},229$. Ce nombre, multiplié par le rapport des poids équivalents du zinc et du cuivre, et par le nombre des éléments de la pile, a donné le poids du zinc dissous, $0^{gr},951$. Donc, pour produire 1^{kgm} de travail mécanique, ont été dissous dans la pile $0^{gr},033$ de zinc. Dans une autre expérience, dans laquelle la pile avait 5 éléments, la consommation fut de $0^{gr},036$ pour chaque kilogrammètre. Bien que ces résultats ne placent pas le nouveau modèle beaucoup au-dessus des autres petites machines électromagnétiques, toutefois ils ne me semblent pas mauvais, eu égard à ce que dans ce modèle existent des imperfections de construction qu'on ne retrouve pas d'ordinaire dans les machines analogues; parmi ces imperfections, je dois signaler que le commutateur a les contacts en laiton et n'est pas bien centré sur l'axe, de manière que toutes les communications ne s'effectuent pas toujours suffisamment bien.

Les raisons qui me déterminèrent à construire la petite machine électromagnétique avec le système déjà indiqué furent les suivantes : 1° Dans la disposition adoptée, le courant ne cesse jamais de circuler dans les bobines, et la machine se meut non par une série d'impulsions plus ou moins rapides, mais par un couple de forces qui agissent continuellement. 2° La construction circulaire de l'électro-aimant tournant, et aussi le mode d'aimantation successive précédemment indiqué, contribuent à donner de la régularité au mouvement et à rendre minime la perte de force vive résultant de chocs ou de frottements. 3° Dans cette machine, on ne cherche pas à obtenir que l'aimantation et la désaimantation du fer des électro-aimants s'effectuent instantanément, chose à laquelle s'opposent et les extra-courants et la force coercitive de laquelle on ne peut dépouiller complètement le fer; mais on demande seulement que chaque portion du fer exposée toujours aux forces électrodynamiques convenables passe successivement par les divers degrés d'aimantation. 4° Les armatures étendues de l'électro-aimant fixe, en entourant un nombre assez grand des dents de la roue magnétique, continuent à agir tant qu'ils conservent du magnétisme. 5° Les étincelles, quoique augmentées en

nombre, sont beaucoup diminuées en intensité, puisque l'on n'a pas de forts extra-courants à l'ouverture du circuit, lequel peut rester toujours fermé; on a seulement, pendant que la machine fonctionne, un courant induit continu dirigé en sens opposé du courant de la pile.

Je pense que la valeur de ce modèle est encore accrue par ce que l'on peut transformer avec facilité la machine électromagnétique en machine magnéto-électrique avec courant continu. Si, au lieu de l'électro-aimant AB (*fig.* 3, 4), on disposait un aimant permanent et qu'on fît tourner l'électro-aimant transversal, on aurait en effet une machine magnéto-électrique qui donnerait un courant induit continu, dirigé toujours dans le même sens. Pour trouver la position la plus opportune des sondes sur le commutateur, afin de recueillir le courant induit, remarquons que, par l'influence exercée sur l'électro-aimant mobile, les pôles opposés se forment aux extrémités d'un diamètre en présence des pôles de l'aimant fixe. Ces pôles N, S conservent leur position fixe même lorsque l'électro-aimant transversal tourne sur son axe; de là pour le magnétisme, et conséquemment encore pour les courants induits, nous pourrons admettre ou supposer que les bobines de fil de cuivre tournent en restant enfilées sur l'aimant circulaire immobile. Pour étudier les courants induits qui se développent dans de telles bobines, considérons l'une d'elles dans les différentes positions qu'elle peut prendre. En allant du pôle N (*fig.* 2) vers le pôle S, on développera dans la bobine un courant dirigé dans un sens jusqu'à ce qu'elle soit arrivée au point milieu *a*; à partir de ce point, le courant prendra une direction opposée; ensuite, en allant de S vers N, les courants conserveront la même direction qu'ils avaient entre *a* et S jusqu'au point milieu *b*; après *b* ils se renverseront de nouveau, reprenant la direction qu'ils avaient entre N et *a*. Actuellement, puisque toutes les bobines communiquent entre elles, les forces électromotrices s'additionneront et donneront dans le courant total la disposition indiquée par les flèches dans la *fig.* 2, et, pour recueillir le courant les positions les plus opportunes des sondes seront *a*, *b*; c'est-à-dire qu'il faut placer les collecteurs sur le commutateur à angle droit avec la ligne correspondant à la magnétisation de l'électro-aimant. Le courant induit change de direction en changeant le sens de la rotation. Et

pour le compte du commutateur, si les collecteurs sont sur le diamètre correspondant à la ligne des pôles, ils ne recueillent aucun courant, en quelque façon que l'électro-aimant tourne; à partir de cette position, en les déplaçant d'un côté, on a un courant en sens contraire de celui qu'on obtiendrait en les déplaçant de l'autre côté.

Pour développer un courant induit par la machine ainsi construite, j'approchais de la roue magnétique les pôles opposés de deux aimants permanents, ou magnétisais avec un courant l'électro-aimant fixe qu'on y trouve, et faisais tourner sur son axe l'électro-aimant transversal. Aussi bien dans la première que dans la deuxième manière, j'obtenais un courant induit, continuellement dirigé dans le même sens, qui montrait à une boussole une notable intensité, même après avoir traversé de l'eau acidulée par l'acide sulfurique ou du sulfate de cuivre. Quoique la deuxième manière ne soit pas convenable, il reste facile de placer un aimant permanent, et alors la machine magnéto-électrique résultante aura l'avantage de donner des courants induits tous dirigés dans le même sens et additionnés, sans qu'il soit besoin d'autre mécanisme pour les séparer de ceux qui leur sont opposés, ou pour les faire conspirer. Et ce modèle montre bien comment la machine électromagnétique est opposée à la machine magnéto-électrique, puisque dans la première, en faisant passer dans les bobines le courant électrique introduit par les rhéophores, on obtenait le mouvement de la roue et le travail mécanique, et que dans la seconde, en employant un travail mécanique pour faire tourner la roue, on obtient par l'aimant permanent un courant qui parcourt les bobines et se rend aux rhéophores pour être introduit dans les corps sur lesquels il doit agir.

SUR UNE MÉTHODE POUR DÉTERMINER LE RAPPORT DES UNITÉS ÉLECTROMAGNÉTIQUES ET ÉLECTROSTATIQUES (LE v DE MAXWELL);

PAR M. A. STOLETOW,

Professeur à l'Université de Moscou (1).

L'objet du présent travail est une détermination exacte du rapport entre les unités électromagnétiques et électrostatiques, de cette vitesse (le v de Maxwell) qui serait la vitesse de propagation des effets électromagnétiques dans l'air (ou dans le vide), et qui, selon toute probabilité, ne diffère pas de la vitesse de la lumière dans le même milieu.

Parmi les différentes méthodes qui ont été employées pour fixer la valeur de v, il en est une qui, à mon avis, est capable de fournir des résultats très exacts : c'est la méthode du *condensateur absolu*, c'est-à-dire d'un condensateur à air (ou à vide), dont la capacité peut être calculée exactement d'après sa forme et ses dimensions. Un condensateur à deux surfaces planes et parallèles, muni d'un anneau de garde (guard-ring) d'après sir W. Thomson, satisfait à ces conditions. La théorie rigoureuse de cet arrangement a été donnée, il y a quelques années, par M. le professeur Kirchhoff (2).

On charge ce condensateur par une pile voltaïque, et l'on compare le courant de décharge au courant constant, qui est directement produit par la même pile dans un circuit de résistance donnée. C'est une modification du procédé de MM. Weber et Kohlrausch, qui ont donné la première évaluation de la vitesse en question. Ceux-ci se servaient aussi d'un condensateur, mais c'était une bouteille de Leyde dont la capacité ne pouvait pas être *calculée*, de sorte qu'on était obligé de la mesurer par une voie indirecte (3).

---

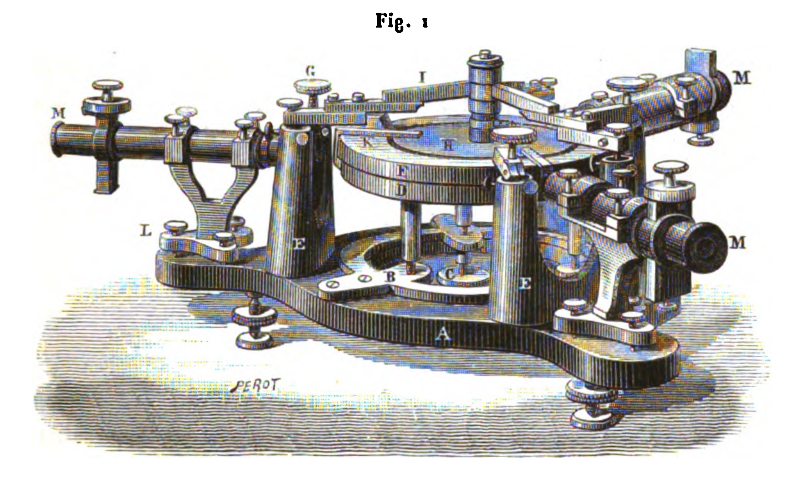
(1) Communication faite à la Société française de Physique, le 23 septembre 1881.

(2) *Monatsberichte der Berliner Akad.*; 1877.

(3) La modification dont je parle se trouve maintenant indiquée dans le livre de Maxwell (*Treatise on Electricity and Magnetism*, t. II, art. 774); mais, avant que ce Traité ait été publié, il m'est venu l'idée de réaliser cette méthode. Je travaillais alors

Après avoir été plusieurs fois remanié d'après les indications de l'expérience, le condensateur que j'ai employé a pris la forme définitive qui est représentée ci-dessous.

Fig. 1



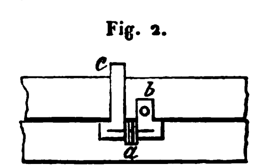
Sur un trépied général A en fonte est fixé un anneau en laiton B, portant trois vis micrométriques C. Sur ces vis repose le disque inférieur D du condensateur. Le disque supérieur H et l'anneau F qui l'entoure (avec un intervalle qui se rétrécit en bas jusqu'à $\frac{1}{8}$ de millimètre) sont munis chacun de trois bras (I et S), à vis de support, qui reposent sur trois montants massifs bifurqués, fixés sur le trépied général. Les surfaces intérieures des deux disques D, H et de l'anneau F sont rodées sur un plan, nickelées et polies. Dans chacun des intervalles des deux bras I et S correspondants, un microscope M, à oculaire micrométrique, vient se placer; il est monté sur un trépied L qui permet de faire de petits mouvements de toute sorte, et que l'on fixe quand le tube est bien réglé. On a omis sur le dessin : 1° un couvercle métallique qui se met sur l'anneau, et grâce auquel le petit disque F forme une partie d'un conducteur à peu près fermé, et 2° une enveloppe métallique à fenêtres, qui entoure les parties D, F, H en laissant passer les

---

à Heidelberg (c'était en 1871), et je dois quelques indications utiles à mon illustre maître M. le professeur Kirchhoff. L'appareil a été immédiatement projeté et commandé chez le Dr Meyerstein, à Göttingue, mais ce n'est que trois ans après qu'il a été reçu à Moscou.

tubes des microscopes. Des index (à traits horizontaux sur argent) sont adaptés au bord du disque D, à celui de l'anneau F et aux bouts des petits bras K sortant du disque H. Les trois index voisins sont séparés par des intervalles très minces, et se laissent viser simultanément par le microscope correspondant. La *fig.* 2 fait voir la disposition des index *a*, *b*, *c*, qu'il était impossible de bien indiquer sur le dessin général de l'appareil. Les microscopes sont munis de réflecteurs paraboliques, et l'éclairage des index se fait de côté, à l'aide de lampes.

Fig. 2.



Les résultats de mes premières expériences n'ont été donnés, et cela très sommairement, qu'en 1876, au Congrès des Naturalistes russes à Varsovie. Trois ans après, MM. Ayrton et Perry [1], sans rien savoir de mes recherches, ont publié un travail basé sur une méthode à peu près identique.

Dans les deux cas, on s'est servi d'un condensateur plan, système de sir W. Thomson.

Ce qui distingue mon arrangement de celui des deux physiciens anglais, c'est le degré de sensibilité, le mien n'exigeant pas l'emploi d'une grande pile. Ce résultat est obtenu grâce à la disposition suivante :

1° D'abord, la couche d'air comprise entre les deux plans de mon condensateur est beaucoup plus mince : elle n'a que 1^{mm} à 2^{mm} d'épaisseur. Néanmoins, le réglage et la mesure de cette épaisseur peuvent se faire avec une grande précision, grâce aux trois micromètres très sensibles et soigneusement gradués.

On commence par faire reposer le disque supérieur et l'anneau sur le disque inférieur, et l'on remarque la position initiale des index ajustés à ces trois parties de l'appareil à l'aide des micromètres ; puis, à l'aide des vis micrométriques, on fait reculer le disque inférieur d'une distance égale et donnée, et l'on ramène

---

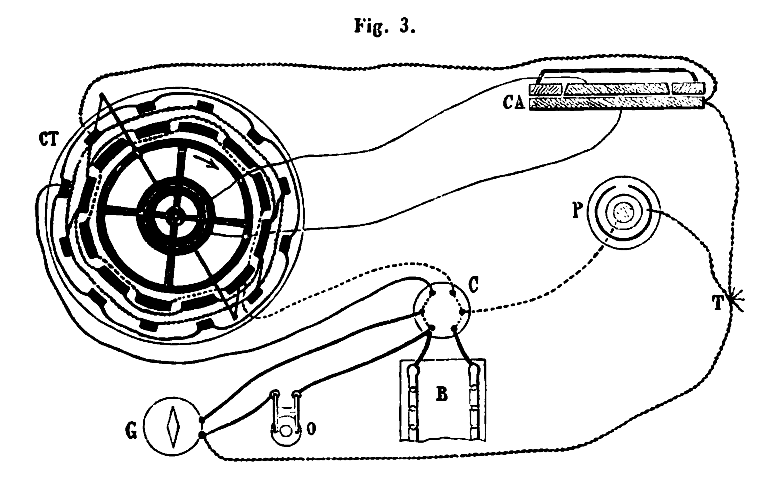
[1] *Philos. Mag.*, 5e série, t. VII, p. 277 ; 1879.

l'autre disque et l'anneau à la position initiale. On est sûr alors que les surfaces intérieures du petit disque et de l'anneau sont bien dans le même plan, qui est parallèle à la surface polie du disque inférieur.

2° Au lieu de mesurer une seule décharge à l'aide d'un galvanomètre balistique spécialement construit pour ce but, comme le faisaient MM. Ayrton et Perry, je laisse passer dans un galvanomètre ordinaire Thomson une suite de décharges, environ cent par seconde, qui agissent sur l'aiguille comme un courant constant. On atteint ce résultat au moyen d'un commutateur ou distributeur tournant, assez analogue à celui du télégraphe Baudot, et dont l'emploi constitue un autre point de différence entre les deux méthodes.

Le diagramme ci-joint laisse voir la disposition générale des appa-

Fig. 3.



reils. CA est le condensateur absolu, P la pile, CT le commutateur tournant, G un galvanomètre astatique de Sir W. Thomson à grande résistance, B une boîte de résistance (total = 10000 ohms), O un shunt (= 1 ohm), T la communication à la terre. Le commutateur C permet de passer d'une sorte de mesures à l'autre. Avec la commutation 1,1 on mesure le courant de décharge; avec celle 2,2 on mesure une petite portion du courant direct de la pile. On a omis les appareils auxiliaires, à savoir : le moteur qui communique la rotation (c'est un petit électromoteur de M. Helmholtz), le chro-

nographe enregistrant les tours, de cent en cent, et les commutateurs servant à intervertir les pôles de la pile et du galvanomètre.

Le commutateur tournant a une double rangée de cuvettes à mercure, sur lesquelles tourne une roue munie de deux aiguilles inclinées qui communiquent aux disques du condensateur et qui viennent toucher le mercure. Les cuvettes de chaque rangée communiquent deux à deux, et établissent la communication des disques au pôle isolé de la pile, à la terre et au galvanomètre. Il est aisé de voir qu'à chaque tour de la roue on a six charges et six décharges du disque supérieur, décharges traversant le galvanomètre. De plus, les conditions nécessaires pour l'emploi régulier d'un condensateur à anneau se trouvent remplies : le disque supérieur se charge pendant qu'il est au même potentiel (zéro) que l'anneau et que l'autre disque est à un potentiel différent; puis le disque supérieur reste isolé, et il ne se décharge qu'après que l'autre a été ramené au zéro.

Grâce à ees dispositions, dont j'omets les détails, au lieu d'une pile de plus de 200 daniells, comme celle de MM. Ayrton et Perry, je n'emploie que 1 ou 2 daniells; un seul élément de M. Latimer Clark suffit. Il y a là, à mon avis, des avantages assez considérables. Une petite pile, comme la mienne, peut être plus aisément maintenue dans un état de constance parfaite. On pourra même (ce que je n'ai pas encore essayé) se servir d'une pile thermoélectrique à températures constantes, comme celle de Pouillet. On est donc plus sûr que la force électromotrice qui sert à charger le condensateur est bien la même que celle que possède la pile quand elle est fermée pour laisser passer un courant. Du reste, une petite modification dans la disposition permet de faire les deux mesures (1 et 2) en maintenant la pile fermée, et d'avoir ainsi deux effets de la même différence de potentiels.

J'ajouterai encore qu'en expérimentant avec une petite force électromotrice on n'a pas besoin de trop grandes précautions pour avoir une isolation parfaite, et que même l'emploi des pointes dans le distributeur (on pourrait les remplacer par des brosses) ne présente aucun danger d'inexactitude.

Les formules servant à calculer v sont très simples. Soit C la capacité du condensateur en mesure électrostatique, c'est-à-dire

$\frac{S}{4\pi\delta}$, S étant la surface du disque à décharger (ou mieux encore la moyenne entre celle-ci et l'ouverture de l'anneau), δ la distance des deux disques; $\frac{C}{v^2}$ sera la même capacité en mesure électromagnétique.

Soient n le nombre de décharges par seconde, F la force électromotrice, i la déviation du galvanomètre par le courant quasi constant de décharge, A la constante du galvanomètre. On a

$$nF\frac{C}{v^2} = A\,i.$$

D'une autre part, soient r la résistance du circuit principal (fermé avec le commutateur en 2,2), r_s la résistance du shunt, r_g celle du galvanomètre; soit i' la déviation du galvanomètre,

$$\frac{F r_s}{r r_s + r r_g + r_g r_s} = A\,i'.$$

De ces deux équations on tire la valeur v. F et A disparaissent, et l'on n'a dans la formule qu'un temps, une longueur, une résistance en unités absolues et, en outre, un rapport de deux courants et un rapport de deux résistances.

Il y a deux corrections à faire quand on mesure la capacité C. Il y a d'abord une capacité additive, provenant des autres pièces de métal liées avec le disque supérieur. En outre, il y a une erreur inévitable dans l'évaluation de la distance absolue, les plans n'étant pas géométriquement parfaits. La capacité aura donc la forme

$$C = \frac{S}{4\pi(\delta + x)} + y.$$

Ces deux corrections se trouvent par des expériences à part. Pour mieux apprécier y, on sépare les deux disques d'une quantité considérable et l'on prend une pile un peu plus grande. En faisant l'expérience avec deux distances δ et δ_1, on a (puisque l'on peut négliger x)

$$\frac{S}{4\pi\delta} + y : \frac{S}{4\pi\delta_1} + y = i : i_1,$$

d'où l'on trouve y.

D'autre part, y étant trouvé, on n'a qu'à faire deux séries d'expériences avec les disques très rapprochés et le galvanomètre shunté, pour évaluer x.

Je ne dis rien d'autres corrections qui découlent de la théorie rigoureuse, parce que, pour le degré de précision que je suis en état d'atteindre, elles sont tout à fait insignifiantes.

Mes expériences ont donné des résultats très voisins de ceux obtenus par MM. Ayrton et Perry et plus récemment par M. Shida (298000^{km} à 300000^{km} par seconde); mais je ne saurais me décider pour un chiffre définitif. Un accident survenu à l'un de mes disques m'a empêché d'entreprendre une série d'expériences avec l'appareil remanié et perfectionné de nouveau, et ces expériences seront reprises aussitôt qu'il sera possible.

Mais ce n'est ni le résultat définitif que je suis ou que je serai en état d'obtenir que je tiens à énoncer, ni une réclamation de priorité que je veux faire. Mes appareils, tels qu'il sont ou tels qu'ils seront sous peu, sont loin d'être parfaits, mais une longue étude de la question m'a bien montré que ce n'est pas la méthode qui fait défaut. Je suis sûr qu'une série d'expériences faites d'après le plan que je viens d'ébaucher, mais avec des instruments de premier ordre, pourrait fournir la valeur de v avec quatre chiffres précis. C'est pourquoi j'aimerais voir mon programme réalisé, parmi les travaux liés à ceux de la Commission internationale de l'ohm.

La méthode dont je parle exige une connaissance exacte de la valeur de l'ohm étalon dont je me suis servi. Une erreur de 1 pour 100 dans la valeur supposée de cet étalon amène une erreur de $\frac{1}{2}$ pour 100 dans celle de v. C'est là, si l'on veut, un défaut de la méthode, mais on sait que, grâce aux décisions du Congrès international des électriciens, la redétermination de la valeur de l'ohm est mise à l'ordre du jour et ne peut se faire longtemps attendre.

MIROIRS MAGIQUES EN VERRE ARGENTÉ;

PAR M. LÉON LAURENT.

M. Bertin a fait connaître dans ce Journal ([1]) les miroirs ma-

([1]) *Journal de Physique*, t. IX, p. 401; 1880.

giques japonais, ainsi que ceux qu'il a faits en collaboration avec M. J. Duboscq.

Dans les premiers, l'effet magique est irrégulier et n'existe pas toujours; M. Govi les rendait très magiques en les dilatant par la chaleur ([1]). Dans les derniers, l'effet magique n'existe pas, mais on le produit très sûrement en les dilatant au moyen de la pression de l'air; ce perfectionnement est très important.

Tous ces miroirs sont en métal; j'ai pensé à utiliser le verre, qui est, en effet, assez élastique et sensible aux effets de la chaleur. Je suis arrivé ainsi à deux séries distinctes de miroirs magiques en verre argenté :

1° Les miroirs *comprimés* et les miroirs *courbés,* à creusures, qui sont un perfectionnement des miroirs métalliques;

2° Les miroirs d'épaisseurs et de formes quelconques, plans, concaves et convexes, chauffés d'une manière particulière. Ils sont nouveaux.

I. *Miroirs comprimés.* — J'ai essayé d'abord le verre moulé du commerce, avec des saillies ; il a réussi, mais il fallait l'amincir, ce qui était dispendieux; il n'était pas d'égale épaisseur et se dilatait inégalement ([2]).

J'ai pris ensuite des glaces minces du commerce, ayant $0^{m},001$ d'épaisseur, et j'y ai fait graver des dessins d'épaisseur égale; ces glaces à creusures sont plus flexibles que les verres à saillies.

Le verre est ensuite argenté sur la face plane, et l'argenture polie.

Le support est très simple ; il se compose d'un tambour T (*fig.* 1) à fond plein, fermé par le miroir élastique M; ce dernier repose sur un anneau de caoutchouc qui est serré par l'anneau A.

Le tambour T est fixé sur une colonne au moyen de deux tourillons R, S; l'un est creux et relié à une poire en caoutchouc. On peut comprimer et déprimer, soit à l'aide de la poire, soit avec la bouche. Il suffit de très peu d'efforts.

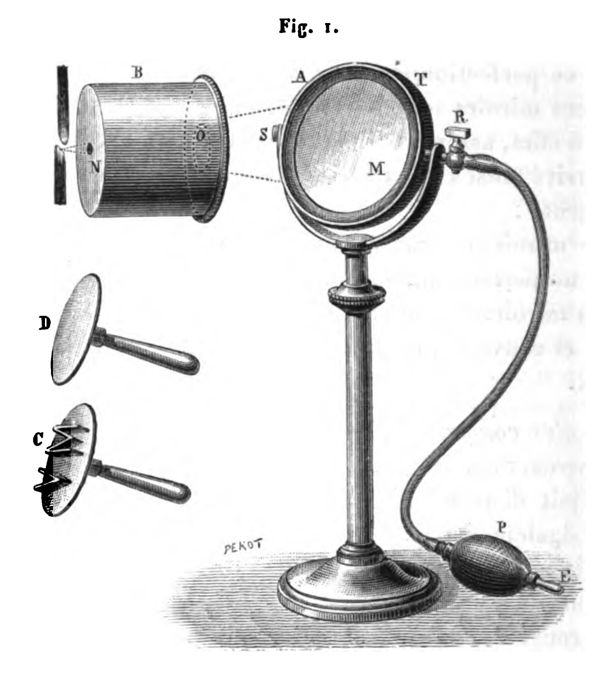
On emploie la lumière divergente, au moyen de la bonnette B. Les images sont les plus nettes quand le point lumineux est petit et placé loin du miroir, à 2^{m} environ.

([1]) *Annales de Chimie et de Physique,* 5e série, t. XX, p. 99 et 106; 1880.

([2]) Ces essais ont été faits, pour la première fois, à l'École Normale, devant M. Bertin, le 19 février 1881. L'emploi du verre n'avait pas encore été indiqué.

Quand on augmente la pression, l'ensemble du miroir M devient notablement convexe; on s'en aperçoit sur l'écran, car le champ éclairé s'agrandit beaucoup; les parties minces correspondant aux creux de la gravure résistent moins, deviennent plus convexes,

Fig. 1.



dispersent davantage la lumière, et la gravure est reproduite en *noir*. Quand on diminue la pression, le miroir devient concave, le champ est beaucoup diminué. Les parties minces résistent moins, deviennent plus concaves, concentrent plus la lumière, et la gravure est reproduite en *blanc*.

Ces miroirs sont très élastiques, le verre suit tous les mouvements de l'air et les images noire et blanche peuvent se succéder rapidement et ressortent davantage par leur contraste. En regardant la surface du miroir, on la voit se soulever et s'abaisser.

Miroirs courbés. — On peut rendre les miroirs à creusures magiques temporairement et aussi longtemps qu'on le désire, par un procédé très simple et qui n'a pas encore été employé.

Soient un anneau fixé à une colonne et un second anneau se vis-

sant dans le premier et serrant un miroir à creusures. La partie annulaire de serrage est convexe pour l'un et concave pour l'autre ; toutes les deux ont le même rayon, qui est égal à 2^m.

Si l'on serre le miroir il se courbera, et les parties minces se courberont davantage ; suivant que l'argenture sera tournée d'un côté ou de l'autre, on aura un miroir concave ou un miroir convexe, donnant une image blanche ou noire : on aura donc à volonté les deux sortes d'images ; le miroir sera réellement magique et le restera tant qu'on ne touchera pas à l'anneau de serrage. On réalise ainsi des miroirs qui sont magiques sans qu'on ait à y toucher, ce que l'on n'a pas encore obtenu avec les miroirs métalliques.

Miroirs à creusures chauffés. — On peut, avec ces miroirs, répéter l'expérience de M. Govi, qui consiste à chauffer dans son ensemble un miroir métallique avec un fourneau ou un bec de gaz, pour le rendre plus magique par la dilatation.

Il suffit de poser un instant, sur la partie argentée du miroir, un disque en cuivre rouge à peine chaud ; cette face se dilate immédiatement et le miroir devient convexe, les parties minces se dilatent davantage et l'on obtient une belle image noire. L'expérience se fait ainsi très simplement et sans détériorer la surface polie.

On peut, en outre, continuer l'expérience et la varier ; ainsi, si l'on applique le disque chaud sur l'autre face, on échauffe le miroir entièrement, il redevient plan et cesse d'être magique quoique chaud. Enfin, si l'on applique alors un autre disque de cuivre, mais froid, sur la partie argentée, cette face se contractera, le miroir deviendra concave et donnera alors une image blanche.

II. *Miroirs chauffés.* — Soit une glace argentée du commerce de $0^m,004$ environ d'épaisseur ; je prends un cliché C (*fig.* 1), avec deux initiales, par exemple, et je le chauffe jusqu'à ce qu'il pique un peu, mais de manière à pouvoir encore le toucher ; je l'applique sur la partie argentée et, immédiatement, les lettres sont reproduites sur l'écran en *blanc* et avec une grande netteté.

La glace s'est échauffée, je remplace ce cliché par un autre, à la température ambiante ou froid : il se reproduit alors en *noir*. Je remets le premier cliché réchauffé, s'il y a lieu, et son image est

blanche. Si l'on place les deux clichés, un *chaud* et un *froid*, l'un à côté de l'autre, on a les deux images, *blanche* et *noire*. On peut ensuite intervertir leurs places et par suite leurs images,

Si l'on emploie des glaces avec *argenture Foucault*, on peut rendre la démonstration plus complète. On tourne la partie argentée du côté de l'écran, on applique le cliché chaud, on le retire vivement pour apercevoir l'image et l'on voit qu'elle est noire; en effet, la partie chauffée est convexe, elle est tournée vers l'écran, elle doit donner du *noir;* l'image est fugitive, mais on a encore le temps de bien constater le phénomène.

Ces expériences sont très nettes, très vives; les images sont assez nettes pour reproduire les détails d'un texte. Il est évident, d'ailleurs, que l'effet produit est indépendant de l'épaisseur de la glace.

La théorie reçoit de ces faits nouveaux une confirmation nouvelle; il est évident, en effet, que le cliché chaud dilate les parties touchées et détermine des bosses; le cliché froid sur la glace chaude détermine des creux. On crée ainsi artificiellement des bosses et des creux, on connaît très-bien le sens des courbures et l'on peut prévoir, à coup sûr, si l'on aura une image blanche ou noire.

On peut encore reproduire ces effets d'une manière plus simple en interposant entre le miroir et un disque chaud une feuille de papier ou une carte présentant des découpures; celles-ci se reproduisent en blanc sur l'écran.

Miroirs sphériques. — Le miroir concave donne lieu à ce fait curieux que l'image blanche, pour une certaine distance à l'écran en avant du foyer, change de signe et devient noire quand l'écran est placé au delà. Cet effet, analogue à celui qui a été observé par Foucault dans les miroirs à surface irrégulière, s'explique par les mêmes considérations. On peut le reproduire avec les miroirs plans, à la condition d'interposer, comme l'a fait M. Govi, une lentille convergente, à distance convenable, entre le miroir et l'écran.

Demi-argenture Foucault. — On peut obtenir à la fois des images réfléchies ou réfractées, en employant soit des glaces planes, soit des lentilles, dont une des faces a reçu une couche d'argent

très mince et transparente. Avec une glace plane, si l'argenture est opposée à l'écran, les deux images données par l'application d'un cliché chaud sont blanches ; si l'on tourne la face argentée du côté de l'écran, l'image réfractée est toujours blanche, mais l'image réfléchie est noire. Avec une lentille convergente de $0^m,30$ à $0^m,40$ de distance focale, et dont la face argentée est tournée du côté de l'écran, l'image réfractée est blanche entre la lentille et le foyer et noire après ; si l'on retourne la lentille, on ne change pas le sens de l'éclairement. Tous ces effets s'expliquent d'eux-mêmes. Ces dernières expériences sont beaucoup plus délicates que celles qui ont été décrites en premier lieu.

SUR LA THÉORIE DE LA POLARISATION ROTATOIRE;

PAR M. ER. MALLARD.

Si l'on superpose d'une façon quelconque n lames cristallines très minces, une vibration, rectiligne à l'incidence, se transforme, après avoir traversé $p-1$ lames, en une vibration elliptique. Je désigne le grand axe de cette ellipse par $\cos u_{p-1}$, le petit axe par $\sin u_{p-1}$, le retard de la vibration par φ_{p-1}, l'angle que le grand axe de l'ellipse fait avec la vibration incidente par ω_{p-1}, l'épaisseur de la $p^{\text{ième}}$ lame par ε_p, les retards que la traversée de cette lame imprime aux vibrations principales par o_p et e_p. Je pose $\varepsilon_p\delta_p = o_p - e_p$; j'appelle β_p l'angle que fait, avec la vibration incidente, la direction de la vibration principale, dont le retard est o_p ; je désigne enfin par du_p, $d\varphi_p$, $d\omega_p$ les variations éprouvées par u, φ, ω après la traversée de la $p^{\text{ième}}$ lame.

En négligeant les termes en ε_p^3, on obtient les relations

$$du_p = -\frac{\pi}{\lambda}\varepsilon_p\delta_p \sin 2(\beta_p - \omega_p),$$

$$d\varphi_p = \frac{1}{2}(o_p + e_p) + \frac{1}{2}\varepsilon_p\delta_p \cos 2(\beta_p - \omega_p) - \frac{\lambda}{2\pi}\operatorname{tang} u_{p-1}\, d\omega_p,$$

$$d\omega_p = -\frac{\pi}{\lambda}\varepsilon_p\delta_p \operatorname{tang} 2u_{p-1} \cos 2(\beta_p - \omega_p)$$
$$+\frac{\pi^2}{\lambda^2}\frac{\cos^2 u_{p-1}}{\cos 2u_{p-1}}\varepsilon_p^2\delta_p^2 \sin 4(\beta_p - \omega_p).$$

J'ai pu déduire de ces équations des formules susceptibles de donner les propriétés optiques d'un cristal formé par le mélange de plusieurs substances isomorphes, en fonction des propriétés optiques de ces substances. Ces équations fournissent aussi une théorie de la polarisation rotatoire.

Quelque complexe que soit la structure d'une molécule cristalline, on peut la considérer comme formée par la juxtaposition d'un nombre plus ou moins grand de milieux biréfringents homogènes. Les équations précédentes peuvent donc s'appliquer à un pareil assemblage, chaque milieu homogène pouvant être considéré comme une lame cristalline. Si l'on fait tomber sur la molécule une vibration rectiligne, on démontre que le grand axe de la vibration elliptique émergente a tourné, par rapport à la vibration incidente, d'un angle ω, qui est : 1° en raison inverse du carré de la longueur d'onde si l'on néglige l'influence de la dispersion cristalline propre à chaque milieu ; 2° proportionnelle à l'épaisseur de la molécule et à une certaine quantité qui est du même ordre de grandeur que l'épaisseur de l'un des milieux homogènes. Cette dernière quantité est inférieure à la dimension de la molécule, et la grandeur du pouvoir rotatoire de la molécule est, par conséquent, excessivement faible.

Une partie de la rotation ω change de sens avec l'azimut de la vibration, mais une autre partie ne dépend, quant à la grandeur et au sens, que de la manière dont les milieux biréfringents homogènes qui composent la molécule sont juxtaposés. Cette dernière partie est nulle lorsque la structure de la molécule est telle qu'on ne peut pas y distinguer un côté droit et un côté gauche.

Si l'on suppose disséminées dans un liquide et orientées dans tous les sens des molécules identiques entre elles, une vibration rectiligne qui traverse le liquide reste rectiligne, car les phénomènes de double réfraction s'annulent par compensation ; la partie de la rotation qui dépend de l'azimut de la vibration s'annule par la même cause, et il ne reste plus que la partie de la vibration qui dépend de la structure de la molécule et qui n'est pas nulle toutes les fois que celle-ci a une droite et une gauche. Cette rotation, lorsqu'elle n'est pas nulle, est proportionnelle au nombre des molécules traversées et à peu près en raison inverse du carré de la longueur d'onde ; elle est de sens contraire pour deux molécules,

d'ailleurs identiques entre elles, mais symétriques l'une de l'autre par rapport à un plan. On retrouve donc toutes les lois de la polarisation rotatoire moléculaire.

Si l'on oriente les molécules et si on les groupe régulièrement, de manière à en former un cristal, celui-ci manifestera la double réfraction ordinaire, mais ne montrera pas de polarisation rotatoire sensible, le pouvoir rotatoire de chaque molécule étant tellement faible, que le nombre relativement petit de molécules compris dans l'épaisseur d'une plaque cristalline ordinaire ne suffit pas à le mettre en évidence.

Pour que les cristaux soient doués d'un pouvoir rotatoire observable, il faut qu'ils soient formés par des groupements de molécules cristallines qui peuvent être elles-mêmes sans pouvoir rotatoire, mais qui doivent être formées de telle sorte qu'on puisse y distinguer un côté droit et un côté gauche. Dans ce cas, en effet, le pouvoir rotatoire est proportionnel à une quantité qui est de l'ordre de grandeur de la molécule elle-même, et non plus, comme précédemment, de celui des atomes qui la composent.

J'ai donné, dans un autre travail, les lois auxquelles sont assujettis les groupements moléculaires susceptibles d'entrer dans la structure d'un cristal. J'ai montré que ces groupements, qui ne peuvent se produire que dans les substances à forme limite, ont pour résultat de donner au cristal un axe de symétrie. Si l'axe qui apparaît ainsi est simplement binaire, il ne se produit pas de pouvoir rotatoire. Celui-ci ne peut donc exister que dans les cristaux uniaxes ou uniréfringents : c'est, en effet, ce que constate l'observation.

Lorsque le groupement est ternaire ou senaire, comme dans les groupements de lames micacées de M. Reusch, on démontre aisément que la rotation de la vibration, pour une direction de propagation suivant l'axe, est indépendante de l'azimut de la vibration, proportionnelle à l'épaisseur du cristal et en raison inverse du carré de la longueur d'onde si l'on néglige la dispersion cristalline de la molécule composante.

Pour des directions de propagation peu inclinées sur l'axe, et en se restreignant au cas où la rotation ω et la quantité sin u (qui est le petit axe de l'ellipse vibratoire) sont de petites quantités dont on peut négliger le cube, on démontre que, pour une vibra-

tion incidente dirigée suivant l'une des sections principales du cristal, on a

$$u = \omega_0 \frac{\sin^2 \frac{1}{2} E\Delta}{\frac{1}{2} E\Delta}, \quad \omega = \omega_0 \frac{\sin E\Delta}{E\Delta},$$

ω_0 étant la rotation suivant l'axe, E l'épaisseur du cristal et Δ la différence des retards des deux vibrations parallèles aux sections principales du cristal.

Cette expression de ω se ramène à celle au moyen de laquelle Cauchy a représenté le pouvoir rotatoire du quartz suivant des directions obliques et qui a été vérifiée expérimentalement par M. Jamin.

Il est aisé de voir que ω change périodiquement de signe pour des valeurs de Δ graduellement croissantes et que sa valeur absolue s'annule pratiquement d'une manière assez rapide. Le signe de u reste le même pour une même vibration ; il est opposé pour les deux vibrations principales, lesquelles ont le même ω ; u s'annule d'ailleurs aussi très rapidement lorsque Δ croît.

Pour les cristaux cubiques doués du pouvoir rotatoire, on a $\Delta = 0$, et par conséquent $\omega = \omega_0$, pour toutes les directions de propagation, ce qui est conforme à l'observation.

CONTRIBUTIONS A LA THÉORIE DE L'AIMANTATION DE L'ACIER;

PAR M. A. RIGHI.

[Extrait par l'auteur (1)].

A. *Méthode des expériences.* — Dans ces expériences, on doit mesurer l'aimantation *temporaire* (pendant que l'hélice magnétisante est parcourue par un courant constant), et l'aimantation *permanente* (lorsque le courant est interrompu). La bobine magnétisante est fixée à demeure perpendiculairement au méridien et à une certaine distance d'un galvanomètre de Wiedemann, auquel on a ôté ses bobines. Une deuxième bobine, placée au delà de l'instru-

(1) Dans cet extrait on a eu égard particulièrement à la partie expérimentale du travail. Voir *Atti dell' Accademia delle Scienze di Bologna*, 4e série, t. I.



ment et qui, lors de la mesure de l'aimantation temporaire, est parcourue par le même courant que la bobine magnétisante, compense exactement l'action de cette dernière. Les déplacements du miroir du galvanomètre mesurent donc l'aimantation temporaire; la déviation restante après l'inturruption du courant donne l'aimantation permanente.

Quelquefois cette dernière était extrêmement faible. On plaçait alors la barre d'acier aimantée à une distance moindre de l'instrument, après avoir mesuré le rapport des déviations aux deux distances, pour pouvoir réduire les mesures à une même unité lorsque cela était nécessaire.

L'ouverture et la fermeture du courant ont été faites de deux manières : *rapidement* ou *lentement*. La fermeture et l'ouverture *rapides* du courant étaient obtenues à l'aide d'un fil de cuivre amalgamé, plongeant dans un godet à mercure. Pour la fermeture *lente* et l'ouverture *lente*, le circuit comprend un rhéostat de la forme suivante : un grand vase de verre est rempli d'une solution saturée de sulfate de cuivre dans lequel plongent deux électrodes de cuivre fixées invariablement sur une traverse de bois qui s'appuie sur les bords du vase. Ces deux lames sont larges et très rapprochées en haut : leur distance augmente et leur largeur diminue en bas jusqu'à former deux pointes. De cette manière, tandis que la résistance opposée par le liquide est très petite lorsque la traverse de bois est appuyée sur les bords du vase, elle devient plus ou moins grande quand on retire plus ou moins le système du liquide. Et si les pointes terminales des deux lames de cuivre touchent légèrement le liquide dans la surface capillaire, près des parois du vase, la résistance est très grande et l'intensité du courant presque annulée. On comprend dès lors comment on peut, avec ce rhéostat, fermer ou ouvrir *lentement* le courant.

On sait qu'en fermant plusieurs fois le courant dans la bobine on augmente chaque fois l'aimantation temporaire et permanente de la barre d'acier. Les accroissements sont chaque fois plus petits et tendent vers zéro. Si donc l'on doit étudier les moments magnétiques d'une même barre obtenus en ouvrant ou en fermant le circuit de différentes manières, on peut commencer par fermer plusieurs fois le courant d'une certaine manière, puis on ferme le courant de l'autre manière, et l'augmentation du moment magné-

tique, soit temporaire soit permanente, est beaucoup plus grande que celle due simplement à une nouvelle fermeture du courant. On opère de même pour voir l'influence des diaphragmes métalliques, etc.

On peut aussi faire usage de plusieurs barres identiques, et comparer les moments magnétiques (temporaires ou permanents) obtenus par les divers procédés ou enfin expérimenter avec une même barre successivement de plusieurs manières différentes, mais en la recuisant après chaque aimantation. Dans ce qui suit on doit entendre, lorsqu'il n'est pas dit le contraire, que l'acier dont on fait usage est parfaitement recuit.

B. *Phénomènes d'induction qui accompagnent l'aimantation.* — 1. *L'aimantation permanente d'une barre d'acier croît en l'entourant d'un diaphragme métallique, et d'autant plus qu'elle est moins longue par rapport à son diamètre et que le nombre de tours du fil de la bobine est plus petit* (¹).

Pour expliquer ces faits, comme aussi tous ceux qui suivent, je pars de l'idée théorique admise par beaucoup de physiciens, que l'aimantation n'est que l'orientation des molécules magnétiques, dont les polarités étaient auparavant masquées par leur disposition irrégulière. A ce point de vue, le magnétisme permanent est dû à une espèce de *frottement* qui s'oppose à ce que les molécules reviennent exactement à leurs positions initiales, lorsque le courant est interrompu.

Mais, en vertu de son *inertie,* chaque molécule peut vaincre plus ou moins ce frottement à la fin de son mouvement de retour. Si l'on peut rendre moindre la vitesse de la molécule, elle s'arrêtera plus loin de la position initiale, et la barre acquerra une plus grande aimantation permanente. De même, chaque molécule, au moment où l'on ferme le courant, doit s'arrêter à une direction plus ou moins éloignée de la direction initiale, selon que sa vitesse est plus ou moins grande. Pour une même force magnétisante, on doit donc pouvoir obtenir des moments magnétiques différents. Si, par exemple, la force magnétisante croît lentement de zéro à sa valeur

(¹) On peut employer comme diaphragme, soit un tube de laiton, soit une couche de mercure remplissant l'intervalle entre la barre et la bobine.

finale X, chaque molécule s'arrête dès que le couple qui agit sur elle pour la déplacer est plus grand d'une certaine quantité l que celui qui tend à la ramener à la direction initiale. l est le couple minimum nécessaire pour vaincre le frottement lorsque la molécule n'a pas de vitesse. Si, au contraire, on arrive à la même force magnétisante en faisant lentement décroître une force infinie (pratiquement, on commence par fermer un courant très fort, et on le fait décroître lentement), chaque molécule s'arrête plus loin de la direction qu'elle avait avant l'aimantation, savoir lorsque c'est le couple qui tend à la faire revenir à cette direction qui est plus grand que le couple magnétisant de la quantité l. Le moment magnétique temporaire ainsi obtenu sera le *maximum* relativement à la force magnétisante X, tandis que celui obtenu en faisant croître lentement la force magnétisante de zéro à X sera le *minimum*. Lorsque la force magnétisante X agit d'une manière quelconque, la molécule, par son inertie, passe au delà de la direction qui correspond au moment *minimum*, et s'arrête entre les deux directions extrêmes qui correspondent aux deux cas précédents; le moment magnétique aura ainsi une valeur comprise entre le minimum et le maximum que nous venons de définir. Des coups ou des vibrations communiquées à la barre auront pour effet d'amener chaque molécule dans la direction où le couple résultant est zéro; de là un changement de moment magnétique que l'expérience a montré depuis longtemps.

Nous avons dit qu'une molécule, en revenant vers la direction initiale au moment où la force magnétisante cesse d'agir, peut, par sa vitesse acquise, vaincre le frottement et s'en approcher plus ou moins. Si la molécule n'avait qu'une vitesse extrêmement faible, elle s'arrêterait dès que le couple qui agit sur elle pour la conduire à la direction initiale aurait la valeur l. Plus elle aura de vitesse, plus près de cette direction elle devra s'arrêter. Il peut se faire même que, si cette vitesse est très grande, la molécule aille s'arrêter au delà de la direction initiale. La barre d'acier pourra alors montrer une aimantation inverse ([1]).

Dans l'expérience qui nous occupe actuellement, ce sont les courants d'induction développés dans le diaphragme métallique

---

([1]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XC, p. 688; 1880.

qui ralentissent le mouvement de retour des molécules. En effet, ces courants étant directs, ils continuent l'action du courant principal sur la barre. C'est comme si le courant diminuait d'intensité plus lentement. Les molécules, n'étant pas instantanément abandonnées à leurs actions réciproques, reviennent plus lentement vers la direction initiale.

De même, le courant inverse qui se développe dans le diaphragme au moment de la fermeture doit produire une diminution dans l'aimantation temporaire, et par conséquent aussi dans l'aimantation permanente. Tout cela est confirmé par des expériences. L'induction à la fermeture produit donc un effet opposé à celui de l'induction d'ouverture. Les expériences montrent que celui-ci est le plus fort.

Il est évident qu'un tube métallique placé à côté de la barre doit produire des effets opposés. C'est ce que l'expérience confirme encore.

Pour séparer les effets d'induction dus à la fermeture de ceux qui sont dus à l'ouverture du circuit, il suffit de fermer et d'ouvrir, tantôt rapidement, tantôt lentement le circuit. Ainsi, lorsque dans une mesure le courant est fermé rapidement et ouvert lentement, et que dans une autre il est fermé et ouvert lentement, la différence de moment permanent sera due à l'induction de fermeture. On trouve que :

2. *Lorsque le courant est fermé lentement et ouvert rapidement, la barre acquiert plus de magnétisme si elle est au dedans du tube métallique que si elle est à côté ; c'est le contraire lorsque le courant est ouvert rapidement et fermé lentement.*

Si l'on aimante en même temps deux barres, l'une d'elles placée au dedans du diaphragme et l'autre à côté, mais très près de la première, l'action des deux barres s'ajoute à celle des courants développés dans le diaphragme.

J'ai aussi expérimenté avec deux tubes d'acier coupés selon une génératrice ; l'un d'eux était introduit dans un tube de laiton qui, à son tour, était introduit dans le deuxième tube d'acier. Je mesurais le magnétisme permanent du tube intérieur toujours en ouvrant lentement le circuit, après l'avoir fermé tantôt d'une manière lente, tantôt à la manière ordinaire. L'acier intérieur reçut toujours plus d'aimantation dans le premier cas que dans le second.

La différence augmente en substituant au tube extérieur d'acier un tube de fer doux. Évidemment le courant induit de fermeture qui se développe dans le laiton accélère la formation de l'aimantation temporaire dans le tube extérieur et la retarde dans le tube intérieur; et, comme l'action du magnétisme acquis par le tube extérieur tend à donner une polarité opposée au tube extérieur, celui-ci s'aimante d'autant moins. La présence simultanée du tube de laiton et du tube extérieur produisent une diminution d'aimantation de l'acier intérieur beaucoup plus grande que celles que le diaphragme et le tube extérieur peuvent produire séparément.

C. *Distribution intérieure du magnétisme.* — Les dernières expériences expliquent le fait démontré par M. Jamin, que l'aimantation permanente dans une barre d'acier décroît de l'extérieur à l'intérieur; mais, en même temps, elles laissent soupçonner que la distribution du magnétisme doit dépendre de la manière dont commence et finit la force magnétisante. En effet, une couche superficielle de l'acier est, par rapport à une couche intérieure, dans des conditions semblables à celles du tube extérieur au diaphragme, par rapport au tube d'acier intérieur dans les expériences précédentes. La couche intérieure doit, à cause de cela, prendre un magnétisme temporaire ou permanent moindre que si le courant est ouvert lentement.

Si le courant est ouvert à la manière ordinaire, et si la barre d'acier est longue par rapport à son diamètre, comme dans les expériences de M. Jamin, l'aimantation permanente décroît encore de l'extérieur à l'intérieur, à cause de l'action réciproque des molécules de la barre qui tend à les maintenir déviées, bien que l'induction d'ouverture doive ramener plus vite les molécules superficielles vers la direction initiale. Mais on verra que, avec une barre courte par rapport à son diamètre, on peut obtenir plus d'aimantation à l'intérieur que près de la surface.

Une conséquence de ce qui précède, d'ailleurs vérifiée par l'expérience, est la suivante :

3. *Une barre d'acier placée dans un tube de fer s'aimante beaucoup moins si le tube est complet que s'il est coupé longitudinalement; la différence est plus grande avec un courant faible, et elle disparaît si le courant est fermé lentement.*

Cette dernière proposition nous conduit à une conséquence remarquable, c'est que la pénétration de l'aimantation doit être différente, selon que le circuit de la bobine magnétisante est fermé et ouvert lentement ou rapidement.

Pour vérifier cette conséquence, j'ai adopté une méthode semblable à celle de M. Jamin. Après avoir aimanté la barre d'une manière déterminée et avoir mesuré son moment magnétique et son poids, je la faisais ronger par l'eau régale, et de temps en temps je mesurais de nouveau son moment et son poids. Comme exemple, je rapporte les mesures faites sur deux barres presque identiques, aimantées en ouvrant lentement le circuit; mais pour la première on a fermé le circuit lentement, et pour la seconde, rapidement.

Barre longue de 26^{mm}; *diamètre,* 18^{mm}.

Poids.............	46^{gr},11	44^{gr},44	43^{gr},05	42^{gr},12	40^{gr},03
Mom. magnétique..	51	34	28	27	26

Barre longue de 27^{mm}; *diamètre* 18^{mm}.

Poids.............	47^{gr},96	45^{gr},35	43^{gr},45	40^{gr},50	40^{gr},02
Mom. magnétique..	118	42	28	15	13

La deuxième barre s'aimante beaucoup plus que la première pour une raison qui sera expliquée, mais son magnétisme disparaît plus rapidement par la corrosion dans l'acide. Cette expérience et d'autres semblables montrent évidemment que :

4. *L'aimantation pénètre à une profondeur plus ou moins grande, selon que le circuit est fermé plus ou moins lentement.*

En ouvrant rapidement le circuit, l'induction, avons-nous dit, a pour effet de faire retourner plus rapidement vers la direction initiale les molécules qui sont près de la surface, et, si l'on opère avec une barre dont la longueur ne soit pas beaucoup plus grande que son diamètre, cet effet n'est pas balancé par l'action réciproque des molécules orientées. On obtient alors aisément des barres dont l'aimantation est moindre à la surface qu'à l'intérieur, ou même des barres dont l'aimantation permanente des couches superficielles est opposée à celle des couches intérieures et à l'aimantation temporaire qu'avait la barre avant l'ouverture du courant. En ce cas, en ôtant les couches superficielles par l'acide, le moment magnétique

croît jusqu'à une certaine valeur, et diminue ensuite. Voici un exemple : une barre longue de 64^{mm}, et de $18^{mm},6$ de diamètre, pesant $118^{gr},86$, fut aimantée en fermant lentement et ouvrant rapidement le circuit; on obtint

Poids.............	$118^{gr},86$	$115^{gr},60$	$103^{gr},95$	$96^{gr},85$	$78^{gr},40$
Mom. magnétique..	10,5	68,5	113	139	128

Avec une barre d'une longueur peu supérieure à son diamètre, l'aimantation inverse des couches superficielles l'emporte sur celle des couches profondes, et la barre montre le phénomène de la polarité anomale. Par l'action de l'acide, le moment magnétique diminue, puis s'annule, et enfin on a une aimantation normale. Ces expériences peuvent se résumer ainsi :

5. *Lorsqu'on ouvre rapidement le circuit, on produit une diminution de l'aimantation, particulièrement dans les couches superficielles. La barre peut avoir ainsi plus d'aimantation dans les couches profondes que près de la surface, ou encore elle peut avoir dans les couches superficielles une polarité inverse.*

La pénétration de l'aimantation dépend donc de la manière dont elle s'accomplit; dès lors il me semble convenable de renoncer à l'expression de *conductibilité magnétique*.

M. Jamin a démontré que la désaimantation d'une barre par un courant inverse plus faible est due à ce que l'action de celui-ci pénètre moins et que la barre conserve dans les couches profondes la première aimantation, pendant qu'une aimantation opposée se forme près de la surface. Après avoir vérifié ce fait, j'ai expérimenté en fermant et ouvrant lentement le circuit, tant dans la première aimantation que dans la seconde de sens contraire. De cette manière, le deuxième courant peut réduire à zéro le moment magnétique de la barre, et l'action de l'acide ne montre plus l'existence de couches d'aimantation opposée : la barre est vraiment sans aimantation sensible dans toute sa masse. L'explication donnée par Marianini et M. Wiedemann subsiste donc à côté de celle de M. Jamin, et l'on peut dire que :

6. *Les propriétés d'une barre désaimantée par un courant négatif ne sont pas dues toujours à l'existence de couches aimantées en sens contraire; ces couches ne se forment pas si le circuit est fermé et ouvert lentement.*

En particulier, la barre aimantée par un courant puis désaimantée par un courant inverse plus faible, l'un et l'autre fermés et ouverts lentement, s'aimante plus par un nouveau courant s'il est dirigé dans le sens du premier qu'en sens contraire.

D. *Influence de la manière dont on ferme et on ouvre le circuit sur le moment magnétique temporaire et permanent.* — Il est temps de montrer directement l'influence qu'a la vitesse acquise par les molécules de l'acier, soit au moment de la fermeture, soit au moment de l'ouverture du courant.

Quant à la fermeture, il est clair que, plus petite sera cette vitesse, plus petit aussi deviendra le moment magnétique temporaire et le moment permanent, car chaque molécule s'éloigne d'autant moins de sa direction initiale que sa vitesse est moindre. En effet, on trouve que :

7. *Le magnétisme temporaire d'une barre est d'autant plus grand que le circuit est fermé plus rapidement.*

Il est vrai que la distribution intérieure du magnétisme est différente selon que le circuit est fermé lentement ou rapidement. Mais si l'explication donnée est juste, la différence entre les deux manières de fermeture doit devenir plus marquée si, avant d'envoyer le courant dans la direction ordinaire, on a fermé pour quelques instants le courant dans la direction opposée. De cette manière, les molécules ont à se déplacer d'un angle plus grand, et, lorsque la fermeture est instantanée, elles doivent acquérir une plus grande vitesse. L'expérience fait voir en effet que :

8. *L'augmentation d'aimantation temporaire qu'on a en fermant rapidement le circuit, au lieu de le fermer lentement, devient plus grande si chaque fermeture est précédée par l'action d'un courant inverse.*

D'autres expériences ont démontré ce que nous avions déjà prévu par la théorie, c'est-à-dire que :

9. *Le moment magnétique temporaire que prend une barre d'acier avec une intensité donnée du courant est plus grand si l'on arrive à cette intensité en partant d'une intensité plus grande, au lieu d'y arriver directement; cela est vrai même quand les variations d'intensité du courant sont graduelles.*

Les variations de moment temporaire ne sont toujours que très

petites, et sont assez marquées seulement dans des barres d'une forme allongée. Le moment permanent, au contraire, varie beaucoup suivant la manière dont le circuit est ouvert et fermé, et ces variations deviennent extrêmement grandes avec des barres dont la longueur ne dépasse pas beaucoup le diamètre. Mes expériences ont montré très nettement que :

10. *L'aimantation permanente d'une barre d'acier est d'autant plus grande qu'elle est plus rapidement exposée à l'action de la force magnétisante (par exemple en fermant rapidement le circuit au lieu de le fermer lentement). L'effet est d'autant plus marqué que la barre est moins longue par rapport à son diamètre et que la bobine magnétisante a moins de tours.*

11. *L'aimantation permanente est d'autant plus grande que la barre est soustraite plus lentement à l'action de la force magnétisante (par exemple, en ouvrant lentement le courant).*

Ainsi, pour une barre longue de 56^{mm} et de 18^{mm} de diamètre, le moment magnétique permanent obtenu en ouvrant rapidement le circuit fut, dans une expérience, environ la sixième partie de celui obtenu en ouvrant lentement. Avec une barre de forme encore moins allongée, ce rapport deviendrait beaucoup plus petit, et il change même de signe, car, en ouvrant rapidement, on peut avoir l'aimantation inverse.

En accumulant les effets dus à la fermeture et à l'ouverture du courant, on obtient des moments magnétiques permanents extrêmement différents. Ainsi, en fermant lentement et ouvrant rapidement le circuit, une barre longue de 72^{mm} et de 10^{mm} de diamètre acquit 38 de moment magnétique; la même barre, avec le même courant, fermé rapidement et ouvert lentement, acquit 461. Avec une barre longue de 26^{mm} et de 18^{mm} de diamètre, on eut -19 dans le premier cas et $+51$ dans le second.

En plaçant dans l'hélice magnétisante en même temps deux barres d'acier, chacune s'aimante moins que si elle était seule, car l'action réciproque des deux barres est opposée à celle de l'hélice. Si les barres ont mêmes dimensions, mais sont trempées à un degré différent, l'une d'elles s'aimante plus rapidement, et, agissant sur l'autre en sens contraire du courant, celle-ci s'aimante très peu. C'est la barre plus trempée qui s'aimante plus lentement. En effet, on trouve que :

12. *En aimantant en même temps deux barres égales, mais diversement trempées, la diminution d'aimantation due à leur action réciproque est beaucoup plus grande dans la barre la plus trempée que dans l'autre.*

Il est vrai que, lorsqu'on éloigne l'une de l'autre les deux barres pour en mesurer le moment magnétique, l'aimantation de chacune augmente un peu; mais cette augmentation est petite par rapport aux différences dont on veut démontrer l'existence.

En changeant la manière d'ouvrir et de fermer le courant, on peut séparer les effets dus au commencement et à la fin de l'action du courant, et l'on trouve que :

13. *En fermant lentement le circuit et l'ouvrant rapidement, la barre plus trempée s'aimante plus que l'autre. Le contraire a lieu en fermant rapidement et en ouvrant lentement le circuit.*

Cela s'explique aisément. Dans le second cas, où la fermeture est très rapide, les molécules de la barre plus trempée se trouvent peu éloignées de leur direction initiale pendant que celles de la barre moins trempée ont déjà tourné beaucoup. Dans le premier cas, les deux barres s'aimantent de la même manière lorsqu'on ferme le courant, car la rotation des molécules est lente dans l'une comme dans l'autre; mais, au moment de l'ouverture instantanée, la barre la plus trempée retient plus d'aimantation, car le frottement des molécules y est plus grand et le mouvement de celles-ci y est plus lent.

Dans une barre de grand diamètre, les molécules semblent se déplacer en moyenne plus lentement que dans une barre mince de même longueur. En effet, on trouve que :

14. *En aimantant ensemble deux barres de diamètre différent, c'est celle dont le diamètre est plus grand qui ressent le plus l'effet de leur influence réciproque.*

Avec des lames d'acier très voisines, on a un effet opposé.

E. *Magnétisme inverse.* — J'ai expliqué déjà qu'en vertu de leur inertie les molécules, en revenant vers la direction initiale, peuvent la dépasser et s'arrêter de l'autre côté, et que cela arrive en effet dans les couches extérieures d'une barre d'acier très courte. Avec des barres de même diamètre et de longueurs différentes,

qu'on aimante avec le courant d'un nombre variable de couples, on arrive à ces résultats :

15. *En aimantant des barres de même diamètre et de plus en plus courtes, le moment magnétique devient plus faible, puis s'annule, et enfin on a l'aimantation anormale ou inverse. L'inversion commence pour des longueurs d'autant plus grandes que le courant est moins intense.*

16. *Pour une même barre aimantée par des courants d'intensité croissante, l'aimantation inverse croît en valeur absolue jusqu'à un maximum, puis diminue jusqu'à devenir nulle, et enfin elle fait place à l'aimantation normale.*

Tout cela a été trouvé en fermant et ouvrant le circuit à la manière ordinaire. Mais nous savons déjà que la manière dont le courant commence et finit a une influence très grande. Un grand nombre d'expériences concordantes ont démontré que :

17. *L'inversion ne peut s'obtenir qu'en ouvrant rapidement le circuit. En le fermant rapidement, l'aimantation inverse (qui n'a lieu en ce cas que pour des courants d'intensité inférieure à une certaine limite) fait place à l'aimantation normale, pour une intensité de courant moindre que lorsque le circuit est fermé lentement; cette influence du mode de fermeture est d'autant plus sensible que le fil de la bobine fait moins de tours.*

En résumé, les conditions les plus favorables à la production de l'aimantation anormale sont les suivantes : barre d'acier recuite, dont la longueur soit peu supérieure au diamètre; courant assez fort; bobine avec peu de tours; fermeture lente du circuit et ouverture rapide. L'effet de la fermeture lente du circuit peut s'obtenir aisément sans rhéostat, en fermant le circuit à la manière ordinaire et en introduisant ensuite lentement la barre dans la bobine. D'une manière analogue, on pourrait soustraire la barre lentement à l'action de la force magnétisante, en l'éloignant de la bobine avant d'ouvrir le circuit.

Il est facile avec une même barre d'obtenir tantôt l'aimantation inverse, tantôt la normale. Il suffit d'exposer graduellement la barre à la force magnétisante, et puis d'ouvrir instantanément le circuit pour obtenir l'aimantation inverse, et d'exposer la barre d'une manière quelconque à l'action de l'hélice, puis de l'en extraire lentement pour obtenir l'aimantation normale. Une petite bous-

sole dont l'aiguille très mobile a $0^m,01$ de longueur suffit pour montrer le sens de l'aimantation,

Toute cause qui peut rendre lente et graduelle la cessation du courant aura pour effet de rendre moindre la vitesse avec laquelle les molécules se meuvent vers la direction initiale, et, en conséquence, de rendre moindre l'aimantation inverse, ou même d'y substituer l'aimantation normale. Les expériences prouvent en effet que :

18. *Si, au moment de l'ouverture, des courants induits se développent en quelque masse métallique, ou l'aimantation reste anormale, en devenant toutefois moins forte, ou bien elle se change dans l'aimantation ordinaire.*

Enfin, l'expérience prouve que la polarité inverse s'obtient surtout avec l'acier non trempé. Dans l'acier trempé, le frottement qui s'oppose au mouvement des molécules est si grand, qu'au moment de l'ouverture du courant elles s'arrêtent toujours avant d'arriver à la direction initiale.

F. *Déplacement de l'axe magnétique d'un disque d'acier aimanté.* — Qu'on imagine un disque d'acier horizontal, mobile autour de son centre dans son plan et placé au milieu d'une bobine. Si l'on envoie un courant dans la bobine, le disque s'aimante, et la ligne des pôles, ou *axe magnétique,* coïncide avec l'axe de la bobine. Si alors on tourne le disque d'un certain angle qu'une alidade avec vernier mesure sur un cercle gradué, et qu'on envoie un nouveau courant, le disque reste encore aimanté, mais la ligne des pôles ne coïncide plus avec l'axe de la bobine. Elle s'est déplacée d'un angle qu'on peut mesurer en tournant le disque jusqu'à ce que la ligne des pôles coïncide de nouveau avec l'axe de la bobine, ce qui est facile à constater très exactement si la bobine a son axe dans la direction du méridien, et si une petite aiguille aimantée portant un miroir est suspendue au-dessus de la bobine, dans le prolongement de l'axe de rotation du disque.

Des expériences nombreuses ont démontré que :

19. *Le déplacement angulaire de la ligne des pôles d'un disque croît avec l'intensité du deuxième courant, et, lorsque celui-ci surpasse une certaine valeur, croît aussi avec l'angle duquel on a déplacé le disque entre l'une et l'autre aimantation.*

Si, au contraire, le deuxième courant est assez faible, le même déplacement diminue, si l'angle croît au delà de 90°.

Mais ce qui a plus d'intérêt pour nous, ce sont les variations de déplacement angulaire de l'axe magnétique, en changeant les conditions de fermeture et d'ouverture du courant. Supposons, pour plus de simplicité, que les deux courants aient même intensité, et que la deuxième aimantation se fasse à 90° de la première. On trouve que :

20. *Le déplacement angulaire de l'axe magnétique d'un disque aimanté dû à une nouvelle aimantation dans une direction perpendiculaire est d'autant plus grand que le circuit est fermé plus rapidement et qu'il est ouvert plus lentement.*

Voilà donc un fait que la théorie pouvait faire prévoir. Les déplacements de l'axe magnétique d'un disque donnent une image de ceux de chaque molécule d'une barre d'acier. Dans l'un et l'autre cas, on a des effets semblables si l'on empêche plus ou moins les molécules d'acquérir de la vitesse [1].

E. WARBURG. — Magnetische Untersuchungen (Recherches magnétiques); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XIII, p. 141; 1881.

CARL FROMME. — Bemerkungen zu der Abhandlung von Hrn. Warburg über einige Wirkungen der magnetischen Coercitivkraft (Remarques sur un Mémoire de M. Warburg relatif à quelques actions de la force coercitive magnétique); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XIII, p. 318; 1881.

AUERBACH. — Magnetische Untersuchungen (Recherches magnétiques); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XI, p. 353; 1880; et t. XIV, p. 308; 1881.

I. Considérons un corps pesant posé sur une table et maintenu par un ressort sans tension initiale. Quand ce corps se trouve ensuite soumis à une force F supérieure au frottement a qu'il exerce sur son plan d'appui, il se déplace d'une quantité X et le ressort se

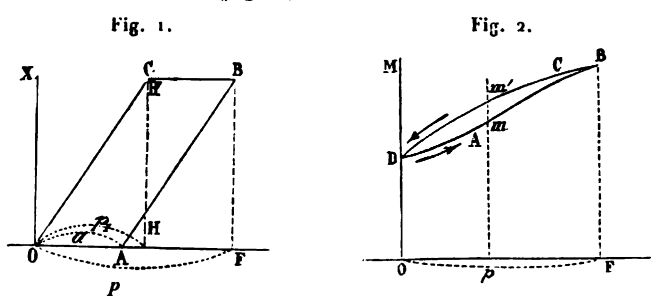
---

[1] Je dois renvoyer le lecteur au Mémoire complet, soit pour plus de détails sur l'explication théorique des faits constatés par les expériences, soit pour de longs développements mathématiques destinés à calculer les moments magnétiques en modifiant la théorie de Weber, d'accord avec l'hypothèse du frottement moléculaire.



tend proportionnellement à l'excès F — a. Convenons de représenter les déplacements X du corps par des ordonnées, les forces auxquelles il est soumis par des abscisses, et supposons que la force F varie périodiquement de zéro à p et de p à zéro. Quand F croît de zéro à a, le corps demeure immobile, et le point figuratif du déplacement va de O en A (*fig.* 1). Quand F croît ensuite de a à p, le

Fig. 1. Fig. 2.



corps se déplace proportionnellement à F — a et le point figuratif va de A en B. Il revient de B en C, et le corps reste immobile quand F décroît de p à $p - a$; enfin il va de C en O quand F varie de $p - a$ à zéro. Pour une valeur p_1 de F, comprise entre a et p, il y a deux positions du corps et deux tensions du ressort correspondantes, suivant que la force F est dans sa période croissante ou décroissante. Enfin le travail de la force variable F, pendant un cycle entier, est exprimé par l'aire OABC; il est positif, et a été employé à vaincre le frottement, c'est-à-dire qu'il s'est transformé en chaleur.

On assimile d'ordinaire l'effet de la force coercitive dans les aimants à celui d'un frottement. Bien que cette comparaison ne soit pas absolument rigoureuse, on sait que les faits connus, relativement à la variation de l'aimantation permanente avec l'intensité de la force magnétisante, la justifient tout au moins d'une manière générale. M. Warburg se demande s'il y a effectivement un phénomène magnétique dans lequel la force coercitive joue le rôle qui appartient au frottement dans l'expérience que nous venons de décrire.

Il vérifie en effet que, quand une aiguille d'acier longue et mince est soumise à l'effet d'une force magnétisante périodique, variant lentement de zéro à p et de p à zéro, le moment magnétique permanent que conserve l'aiguille, après avoir présenté, pendant les pre-

mières périodes, un accroissement progressif dont nous ferons abstraction, devient lui-même périodique, et oscille d'une valeur minimum m_0 à une valeur maximum m_1, de telle sorte qu'à une même valeur F de la force magnétisante correspondent deux valeurs différentes m et m' du moment magnétique, dont la première, plus faible, correspond à la demi-période des forces croissantes, la seconde, plus considérable, à la demi-période des forces F décroissantes. Des mesures, effectuées par l'auteur, assignent à la courbe construite, en prenant les forces magnétisantes comme abscisses et les moments magnétiques comme ordonnées, la forme représentée par la *fig.* 2. Les forces magnétisantes exécutent pendant le cycle complet un travail positif proportionnel à l'aire DABC, et qui se transforme en chaleur dans l'aimant. Ainsi, à des différences près d'ordre secondaire, les phénomènes représentés par les *fig.* 1 et 2 sont analogues. Les différences sont du même ordre que celles que l'on constate quand on compare la fonction magnétisante permanente aux quantités de magnétisme qui devraient être conservées dans l'hypothèse d'une force coercitive rigoureusement comparable à un frottement.

M. Warburg fait observer que le cycle des variations du magnétisme permanent que nous venons de constater peut rendre un compte suffisant de l'échauffement d'une masse de fer soumise à l'action d'une force magnétisante périodique, dans les cas où l'effet des courants d'induction développés dans la masse est négligeable.

Il remarque aussi que le même cycle fournit une explication de l'amortissement des oscillations d'une aiguille aimantée, produit par un disque de fer placé au-dessous de l'aiguille. L'expérience prouve que cet amortissement est beaucoup plus considérable que celui que produirait un disque d'un autre métal de même forme et de même conductibilité électrique. C'est qu'à l'effet d'induction ordinairement invoqué s'ajoute un effet propre au disque de fer, que M. Warburg explique ainsi. L'aiguille aimantée au repos induit dans le disque une distribution magnétique symétrique par rapport à l'aiguille; mais, quand l'aiguille oscille, elle quitte une région en train de se désaimanter et s'approche d'une région en train de s'aimanter. Le magnétisme permanent conservé par des points symétriques des deux régions n'est pas le même : il y a excès de magnétisme dans la région que l'aiguille quitte. Il en ré-

sulte une force agissant sur l'aiguille en sens contraire de son mouvement, indépendamment de tout effet d'induction. C'est cette force qui produit l'excès de l'amortissement observé.

Bien d'autres phénomènes sont probablement dus, en partie, à la nouvelle cause signalée par M. Warburg. Par exemple, ne contribue-t-elle pas à produire le déplacement des points neutres de l'anneau de la machine de Gramme, qui s'effectue, comme on sait, dans la direction du mouvement? La moitié de l'anneau qui s'éloigne des pôles de l'aimant inducteur doit, en effet, conserver un magnétisme rémanent supérieur à celui de la moitié qui s'en approche. Le maximum du magnétisme total est donc déplacé dans le sens de la rotation.

II. M. Fromme rappelle une de ses expériences antérieures [1] qui se rapproche beaucoup de l'expérience fondamentale de M. Warburg : mais, au lieu d'invoquer l'analogie éloignée de la force coercitive et du frottement, il rappelle le rapport beaucoup plus intime des phénomènes magnétiques et de l'élasticité de torsion, et compare le phénomène de M. Warburg au *résidu élastique* (*elastische Nachwirkung, magnetische Nachwirkung*). Il convient toutefois que ce résidu magnétique n'est pas aisé à interpréter d'après les hypothèses ordinaires qui servent de base à la théorie du magnétisme, et même qu'il est difficile de trouver un phénomène exactement analogue dans d'autres branches de la Physique, si ce n'est peut-être l'*accommodation* invoquée par M. Streintz pour expliquer les particularités des vibrations torsionnelles.

M. Fromme rapproche des expériences de M. Warburg une expérience assez ancienne de M. von Waltenhofen, consistant dans la production d'un magnétisme inverse par la rupture brusque du courant magnétisant. Cette expérience a été faite à nouveau par M. Righi [2], et a donné lieu à une controverse entre ce physicien et MM. Bartoli et Alessandri [3]. M. Fromme y voit la preuve que le moment magnétique permanent d'une aiguille dépend non seulement de la grandeur de la force magnétisante et du sens dans

---

(1) *Annalen der Physik und Chemie*, t. IV, p. 102; 1878.
(2) *Journal de Physique*, t. X, p. 482 et 492.
(3) *Ibid.*, t. X, p. 457.

lequel elle varie, mais encore de la vitesse avec laquelle s'opère cette variation. Dans ses expériences, M. Warburg n'avait pas eu lieu de constater cette influence de la vitesse.

III. La première partie du travail de M. Auerbach est sans rapport avec les deux Mémoires précédents. Un corps magnétique placé dans un champ d'intensité constante possède dans ses profondeurs une aimantation uniforme; mais l'intensité de l'aimantation varie avec les réactions réciproques des éléments magnétiques, au voisinage de la surface. Il en résulte que, pour des corps d'assez grande dimension, le magnétisme temporaire acquis dans un champ magnétique donné peut s'exprimer à l'aide de deux termes, l'un proportionnel à la masse, et qui ne dépend que de l'intensité du champ, l'autre qui dépend en outre de la forme de la surface.

M. Auerbach se propose d'arriver à cette expression, mais il se borne pratiquement à étudier : 1° l'influence du diamètre et de la longueur pour des barreaux cylindriques; 2° celle de la densité pour des mélanges formés avec des poudres magnétiques et des substances inertes. Cette étude ne l'amène à énoncer aucun fait véritablement nouveau.

La seconde partie du Mémoire de M. Auerbach est précisément consacrée au *résidu magnétique*, dont l'existence aurait été indiquée jadis par M. F. Kohlrausch [1], et plus récemment par M. Fromme. L'auteur se propose encore une fois un problème d'une généralité indéfinie : *Comment le magnétisme m produit par une force extérieure i dépend-il des forces* J_1, J_2, ... *auxquelles il a été antérieurement soumis, et des états magnétiques* M_1, M_2, ... *correspondants?* Il se borne cependant à tirer de quelques expériences très particulières des conclusions qui, de son propre aveu, ne sont qu'approchées, celle-ci par exemple : *Le résidu magnétique dépend de la différence entre la force i agissante et la force* J *dont on constate le résidu, d'après la même loi suivant laquelle l'intensité de l'aimantation normale dépend de la force agissante.*

D'accord avec M. Warburg, M. Auerbach admet que la vitesse avec laquelle varie la force magnétisante n'a pas d'influence sen-

---

[1] F. Kohlrausch, *Ann. de Pogg.*, t. CXXVIII, p. 4; 1866.

sible sur le résidu, à moins que la variation ne soit *subite*, auquel cas se produisent les phénomènes constatés par M. Fromme.

E. Bouty.

H.-A. ROWLAND et E.-H. NICHOLS. — Electric absorption of crystals (Résidu électrique dans les corps cristallisés); *Phil. Magazine*, 5e série, t. XI, p. 414; 1881.

On connaît le phénomène du résidu électrique qui se produit dans tous les condensateurs formés de lames isolantes solides. Les diverses théories que l'on a proposées des phénomènes d'influence font prévoir que dans une lame parfaitement homogène et à faces parallèles il ne doit point se produire de résidu. Le verre, le mica, la sélénite sont des corps que l'on ne peut considérer comme homogènes, car les uns peuvent être considérés comme des mélanges, les autres, éminemment friables, présentent dans leur intérieur des lames d'air; il est donc conforme à la théorie que ces corps présentent un résidu; mais qu'arriverait-il si on leur substituait des corps homogènes comme le quartz et le spath d'Islande? Les auteurs ont construit un condensateur formé d'une lame de spath, contre laquelle sont appliquées deux armatures de cuivre. Ce cuivre étant amalgamé afin d'empêcher l'interposition d'une lame d'air entre le métal et la lame de spath, les auteurs ont constaté qu'il ne se produisait aucune trace de résidu. Avec une lame de quartz, on obtient un résidu appréciable, mais neuf fois plus faible qu'avec une lame de verre. Les auteurs pensent que le quartz n'est pas entièrement homogène et qu'il présente des particules de quartz droit, mêlées au quartz gauche ou inversement.

G. Lippmann.

R.-T. GLAZEBROOK. — On the measurement of small resistances (Sur la mesure des petites résistances); *Phil. Magazine*, 5e série, t. XI, p. 291; 1881.

En mesurant de petites résistances par la méthode du pont de Wheatstone, l'auteur a observé des perturbations qui étaient dues à des forces thermo électriques; ces forces avaient leur siège au point de contact du fil de cuivre qui formait le pont avec le fil de platine du rhéostat. On est averti de ces perturbations par le fait que les

résistances trouvées semblent dépendre de la résistance de la pile; on les élimine par divers procédés, et notamment en renversant le sens du courant de pile. G. LIPPMANN.

R.-T. GLAZEBROOK. — On a method of comparing the electrical capacities of two condensers (Sur une méthode pour comparer les capacités de deux condensateurs); *Phil. Magazine*, 5e série, t. XI, p. 370; 1881.

Cette méthode bien connue consiste à former un pont de Wheatstone, dans lequel on remplace deux des résistances qui aboutissent à un même pôle de la pile par les deux condensateurs à comparer; il y a équilibre dans le pont, au moment de la fermeture du courant de pile, lorsque les capacités des condensateurs sont en raison inverse des résistances adjacentes. L'auteur discute les conditions de sensibilité de cette méthode, en tenant compte de la conductibilité de la lame isolante du condensateur.

La mesure expérimentale de la capacité d'un condensateur en paraffine a donné à divers expérimentateurs des résultats qui ne diffèrent entre eux que de 1 à $\frac{1}{3}$ pour 100. G. LIPPMANN.

HANICHI MURAOKA. — Ueber das galvanische Verhalten der Kohle (Sur les propriétés galvaniques du charbon); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XIII, p. 307; 1881.

Comme l'avait annoncé M. Siemens, la résistance électrique du charbon diminue quand la température s'élève.

La méthode de mesure employée était le pont de Wheatstone; les contacts entre les charbons en expérience et les conducteurs métalliques étaient assurés par une disposition particulière.

La résistance R_t à t degrés peut se représenter par une formule de la forme

$$R_t = R_0(1 + \alpha t + \beta t^2),$$

R_0 étant la résistance à 0, et α et β des constantes.

L'auteur a opéré sur le graphite, le charbon de cornue et différents charbons pour lumière électrique. Chemin faisant, il a me-

suré les forces électromotrices thermo-électriques entre le graphite et les autres sortes de charbon. Il n'a pu trouver aucune relation entre la résistance ou ses variations avec la température et les autres propriétés physiques du charbon.

Le graphite a la plus petite résistance, la plus grande variation de celle-ci avec la température, et est électronégatif vis-à-vis de tous les autres charbons; il a aussi la plus grande conductibilité calorifique. Il n'est cependant pas le plus riche en carbone.

R. BLONDLOT.

L. SCHWENDLER. — On some experiments instituted to supply all the lines terminating at the Calcutta Telegraph Office with currents tapped from the main current produced by a dynamo-electric machine (De quelques expériences faites dans le but d'alimenter les lignes aboutissant au Telegraph Office de Calcutta par un courant dérivé sur le courant principal d'un électromoteur); *Journal of the asiatic Society of Bengal*, vol. XLIX, Part II, p. 167; 1880.

En prenant une dérivation (de $\frac{1}{350}$) sur le courant principal d'une machine Siemens servant à l'éclairage de la station de Howrah, on a pu, sans affaiblir d'une façon appréciable l'intensité lumineuse, alimenter les onze lignes télégraphiques partant de Calcutta (situé à $1^{\text{mille}},75$ de Howrah). L'intensité du courant, mesurée au départ, à Calcutta, et à la station d'arrivée (Jubbulpore, 863 milles; Coconada, 800 milles; Agra, 850 milles, etc.), s'est montrée constamment bien plus forte que celle du courant fourni par une pile de 60 éléments Minotti, habituellement employée pour le service de la ligne.

Il paraît donc possible, au point de vue pratique, de se servir, pour la télégraphie électrique, d'une dérivation prise sur le courant principal d'un électromoteur. Ce courant principal peut être employé pour l'éclairage, le chauffage ou pour la force motrice.

H. PELLAT.

JULIUS THOMSEN. — Chemische Energie und electromotrische Kraft verschiedener galvanischer Combinationen (Énergie chimique et force électromotrice dans divers systèmes de piles); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XI, p. 246; 1880.

L'auteur s'est proposé de résoudre la question suivante : « La quantité de chaleur totale qui provient des réactions chimiques qui se

produisent dans une pile à deux liquides correspond-elle en totalité ou seulement en partie à la chaleur totale dégagée par le courant dans le circuit? »

Pour résoudre la question, il faut connaître les quantités de chaleur dégagées par les réactions chimiques de la pile employée. M. Thomsen les a déterminées dans un travail antérieur ([1]). Pour déterminer la chaleur totale produite par le courant, l'auteur fait passer dans une spirale de platine immergée dans l'eau d'un calorimètre un courant rendu constant au moyen d'une boussole des sinus et d'un rhéostat. Il détermine ensuite les constantes du circuit et cherche d'autre part combien de gaz tonnant est mis en liberté en une minute par le courant employé.

Dans le cas de la pile de Daniell on trouve, pour la quantité totale de chaleur dégagée dans le circuit pendant la décomposition de $1^{éq}$ de sulfate de cuivre, 50292^{cal} (rapportées au gramme d'eau). La chaleur dégagée par les réactions chimiques est 50130^{cal}. La différence ne monte pas à 0,3 pour 100. Pour les sept autres piles employées, les écarts sont souvent plus considérables, mais peuvent s'expliquer facilement. *La totalité de l'énergie chimique est donc employée à la production du courant.*

J. Macé de Lépinay.

G. JOHNSTONE STONEY. — On the physical units of nature (Sur les unités physiques naturelles); *Phil. Magazine*, 5e série, t. XI, p. 381; 1881.

On sait qu'un Comité de l'Association britannique a proposé un système de mesures, adopté tout récemment par le Congrès international des électriciens, et dans lequel les unités électriques sont exprimées en fonction des unités mécaniques de longueur de temps et de masse. L'auteur, qui était membre du Comité de l'Association britannique, propose de renverser le problème et d'exprimer les unités mécaniques en fonction de certaines quantités électriques. Ce système, proposé par l'auteur, implique la connaissance du nombre de molécules d'hydrogène mises en liberté par un courant électrique égal à l'unité; ce nombre. malheu-

---

([1]) *Pogg. Ann.*, t. CXI; 1860.

reusement, ne peut être considéré comme connu ; les valeurs qu'on en a proposées dépendent de certaines hypothèses et de plus elles sont exprimées par une puissance de 10 dont l'exposant, d'après l'auteur, ne peut être encore exactement connu. G. LIPPMANN.

H. KNOBLAUCH. — Ueber das Verhalten verschiedener Wärmefarben bei der Reflexion polarisirter Strahlen von Metallen (Phénomènes que présentent les diverses couleurs calorifiques dans la réflexion métallique de la lumière polarisée); *Ann. der Physik und Chemie*, t. X, p. 654; 1880.

Un faisceau de rayons solaires, renvoyé horizontalement par un héliostat, traverse un nicol dont la section principale est à 45° et tombe sur un miroir métallique vertical ; le faisceau réfléchi traverse un second nicol et est reçu sur la pile thermo-électrique. Comme l'angle de polarisation maximum n'est pas le même pour les différentes couleurs, la pile reçoit sous une incidence donnée des rayons elliptiques dont les axes sont orientés différemment [1]; ces divers rayons seront donc éteints par l'analyseur dans des rapports différents pour les diverses incidences. C'est, pour la chaleur, le même phénomène que le changement de teinte de la lumière réfléchie.

Voici le procédé employé par M. Knoblauch pour apprécier ce *changement de teinte* calorifique. Le faisceau est reçu d'abord sur la pile et l'analyseur tourné jusqu'à ce que la déviation soit minimum. On interpose alors entre le nicol et la pile une substance diathermane, qui réduit la déviation ; il est clair que, si la teinte est constante, le rapport de cette seconde déviation à la première sera constant pour une substance diathermane donnée.

M. Knoblauch a employé trois verres colorés, un verre rouge, un verre bleu et un verre orangé ; il se borne à cette indication de couleur : il semble qu'il y aurait eu avantage à en déterminer le pouvoir diathermane pour les diverses radiations lumineuses ou calorifiques. Cette incertitude sur le pouvoir absorbant de ces

---

(1) *Voir* à ce propos, dans ce Journal, un travail de M. Mouton, t. VII, p. 157; 1878.

verres ne laisse, à ce qu'il nous semble, aux nombres de l'auteur qu'une valeur qualitative.

Nous reproduisons le Tableau de M. Knoblauch; les nombres inscrits sont les quantités de chaleur que reçoit la pile avec interposition du verre coloré, la quantité de chaleur reçue directement étant égale à 100. Pour chaque métal, l'incidence de polarisation maximum moyenne est marquée d'un astérisque.

Nature du miroir.	Verre coloré.	Angles d'incidence. 55°.	60°.	65°.	70°.	72°,5.	75°.	77°,5.	85°.
Or........	Rouge..	10	»	12,5	31,6*	»	50	»	56
	Bleu....	30	»	25	24,9	»	24,6	»	20
	Orangé..	30	»	32,5	46,7	»	65,4	»	72
Argent....	Rouge..	»	15	»	»	33*	»	»	50
	Bleu...	»	25	»	»	21	»	»	17
	Orangé..	»	40	»	»	54	»	»	70
Cuivre....	Rouge..	»	30	»	»	38*	»	»	50
	Bleu....	»	25	»	»	25	»	»	25
	Orangé..	»	40	»	»	57	»	»	75
Métal des miroirs.	Rouge..	19	»	20	»	»	26*	»	34
	Bleu....	31	»	25	»	»	18	»	10
	Orangé.	16	»	20	»	»	40	»	52
Plomb....	Rouge..	50	»	»	50*	»	»	»	50
	Bleu....	30	»	»	30	»	»	»	30
	Orangé.	80	»	»	80	»	»	»	80
Arsenic...	Rouge..	63	»	»	63	»	»	63*	63
	Bleu ...	20	»	»	20	»	»	20	20
	Orangé.	74	»	»	74	»	»	74	74

On voit que le phénomène est surtout marqué pour l'or, un peu moins pour l'argent et pour le cuivre; dans tous les cas, le verre rouge et le verre orangé deviennent de plus en plus diathermanes, le verre bleu au contraire le devient de moins en moins. Les nombres trouvés pour l'angle de polarisation maximum sont à très peu près la moyenne des nombres qui correspondent à des incidences également distantes de part et d'autre de l'incidence de polarisation maximum.

Le plomb et l'arsenic font exception; pour ces métaux, la composition du faisceau réfléchi ne change pas avec l'incidence, la *teinte* reste la même.

H. Dufet.

K.-L. BAUER. — Zur Behandlung der Lehre von spherischen Spiegeln und Linsen (Étude des miroirs sphériques et des lentilles); *Carl's Repertorium*, t. XVI, p. 28; 1880.

Cette étude repose sur les propriétés des proportions harmoniques : elles permettent de discuter facilement les aberrations longitudinales dans les miroirs sphériques.

Je citerai aussi une construction nouvelle des images dans les miroirs sphériques concaves ou convexes. Décrivons du foyer comme centre, avec un rayon $= f$, une circonférence; menons le diamètre perpendiculaire à l'axe principal MN, et joignons M au point lumineux placé sur l'axe P : la droite MP rencontre la circonférence en un certain point X. Si nous joignons ce point X à l'autre extrémité N du diamètre MN, le point de rencontre de cette droite et de l'axe principal est l'image P' du point P.

Une construction analogue peut s'appliquer aux lentilles.

J. Macé de Lépinay.

W. DIETRICH. — Ueber das Verhältniss der Intensitäten der beiden Natriumlinien (Sur le rapport des intensités des deux lignes du sodium); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XII, p. 519; 1881.

Le photomètre dont l'auteur s'est servi consiste en deux nicols, le premier mobile, le second fixe, entre lesquels on interpose une plaque à deux rotations. Une lentille donne de la plaque à deux rotations une image que l'on amène à coïncider avec le plan de la fente d'un spectroscope. On obtient ainsi deux spectres superposés et l'on peut toujours disposer le premier nicol de telle sorte que la raie D_α de l'un ait même intensité que la raie D_β de l'autre. On trouve comme moyenne de 12 observations :

$$\frac{D_\beta}{D_\alpha} = 1,60 \pm 0,01.$$

J. Macé de Lépinay.



AYRTON et PERRY. — Measuring the index of refraction of ebonite (Mesure de l'indice de réfraction de l'ébonite); *Nature*, 31 mars 1881; *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XII, p. 196; 1881.

On sait que, d'après M. Bell, l'interposition d'une lame d'ébonite entre un faisceau de radiations intermittent et un récepteur en sélénium n'éteint pas complètement le son perceptible à l'aide d'un téléphone placé dans le circuit.

I. Dans un premier travail, MM. Ayrton et Perry remplacent la lame d'ébonite par un prisme de la même substance, placé derrière l'écran interrupteur et en avant d'une plaque P de zinc, munie d'une fente, qui protège le récepteur en sélénium. On n'entend rien au téléphone quand la fente P est sur le prolongement de la direction des rayons reçus par le prisme; mais, en abaissant la fente vers la base du prisme, on trouve une situation pour laquelle le son devient perceptible. Ainsi le prisme d'ébonite dévie la radiation à laquelle il livre passage; d'après la position assignée à la fente, les auteurs croient pouvoir fixer l'indice de l'ébonite vers 1,7. Le carré 2,89 de ce nombre est compris entre la plus grande et la plus petite valeur assignées par divers expérimentateurs à la capacité inductive spécifique de l'ébonite.

II. Les résultats obtenus à l'aide du téléphone ont été contrôlés de plusieurs manières. En premier lieu, sur la proposition du professeur Fitzgerald, le Dr Jellett a mesuré l'angle de polarisation maximum de la lumière réfléchie par l'ébonite : on en déduit l'indice de réfraction de cette substance en admettant que le rayon réfracté, correspondant à l'angle de polarisation, est perpendiculaire au rayon réfléchi, comme cela a lieu pour les corps transparents : on trouve ainsi 1,611.

Enfin MM. Ayrton et Perry ayant remarqué que, quand la source lumineuse est très intense, un prisme d'ébonite laisse passer quelques rayons rouges, ces physiciens sont parvenus à mesurer directement l'indice de la partie la moins réfrangible du spectre visible très limité et excessivement pâle que l'on obtient dans ces circonstances; ils ont trouvé 1,66. Les résultats obtenus par les diverses méthodes sont donc à peu près concordants. E. BOUTY.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXIV. — Septembre 1881.

H. Pellat. — *Différence de potentiel des couches électriques qui recouvrent deux métaux en contact*, p. 5.

5e série. — Tome XXIV. — Octobre 1881.

G. Lippmann. — *Principe de la conservation de l'électricité*, p. 145.

E. Edlund. — *Sur la résistance électrique du vide*, p. 199.

W.-H. Preece. — *Sur la conversion de l'énergie rayonnante en vibrations sonores*, p. 253.

S.-P. Langley. — *Le bolomètre*, p. 275.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome XIV. — N° 10. — Année 1881.

C. Pulfrich. — *Recherches photométriques sur l'absorption de la lumière dans les milieux isotropes et anisotropes*, p. 177.

D. Konowalow. — *Sur la tension de vapeur des mélanges liquides*, p. 219.

A. Schuller. — *Chaleur de formation de l'eau*, p. 226.

L. Graetz. — *Conductibilité des gaz. Sa variation avec la température*, p. 232.

P. Volkmann. — *Discussion des observations actuellement connues sur la dilatation de l'eau par la chaleur*, p. 260.

R. Clausius. — *Évaluation théorique de la pression de la vapeur et des volumes de la vapeur et du liquide*, p. 279.

H. Lorberg. — *Conductibilité calorifique dans un système de cylindres; évaluation expérimentale de la conductibilité de l'eau*, p. 291.

Z. Auerbach. — *Recherches magnétiques; sur le résidu magnétique*, p. 308.

Ph. von Jolly. — *Application de la balance au problème de la gravitation*, p. 331.

A. Wüllner. — *Sur les spectres de l'hydrogène et de l'acétylène*, p. 355.

A. Wüllner. — *Remarques sur les recherches de M. Wesendonck sur les spectres des combinaisons carbonées*, p. 363.

K.-H. Schellbach. — *Minimum de déviation d'un rayon dans un prisme*, p. 367.

E. Wiedemann. — *Contributions à l'histoire des Sciences naturelles chez les Arabes*, p. 368.

PHÉNOMÈNES DITS HYDRO-ÉLECTRIQUES ET HYDROMAGNÉTIQUES;

PAR M. C.-A. BJERKNES (1),
Professeur à l'Université de Christiania.

DÉFINITIONS ET EXPÉRIENCES FONDAMENTALES.

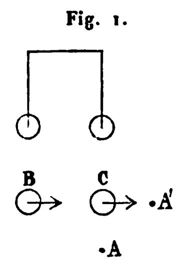
Deux *pulsateurs* ou *pôles hydromagnétiques* ou corps *hydro-électrisés* s'attirent ou se repoussent, suivant que leurs vibrations sont concordantes ou discordantes (les vibrations sont concordantes quand les volumes des deux pulsateurs augmentent ou diminuent en même temps).

Un *hydro-aimant,* formé ou bien d'une *sphère oscillante* ou de deux pulsateurs discordants accouplés, repousse par l'une de ses extrémités ou attire par l'autre un pôle hydromagnétique.

I. — *Analogies avec le magnétisme permanent.*

Deux sphères dont les oscillations sont parallèles et concordantes sont liées par un cadre mobile autour d'un axe vertical : les oscillations sont horizontales et perpendiculaires à la ligne des centres (*fig.* 1).

Fig. 1.



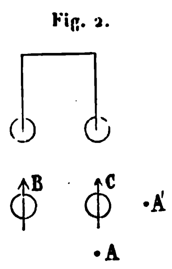
Un pôle placé en A attire ou repousse la sphère C, suivant que sa phase est concordante ou discordante avec celle de cette sphère;

(1) Les principes et les appareils fondamentaux ont été décrits déjà dans ce Journal, t. IX, p. 73; les expériences suivantes, qui sont relatives aux mêmes phénomènes, ont été répétées bien des fois sous les yeux des visiteurs de l'Exposition d'électricité.

placé en A′, il détermine une légère rotation du cadre qui se fixe dans une position d'équilibre stable.

Un hydro-aimant placé en A ou A′ produit les mêmes résultats. Si les oscillations sont dirigées suivant la ligne des centres (*fig.* 2), on obtient des résultats analogues.

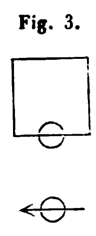
Fig. 2.



Toutefois un hydro-aimant à axe vertical, dont l'action linéaire devrait être nulle, donne lieu à une répulsion (analogue à l'aimantation temporaire), s'il est placé très près.

Le cadre ne porte qu'une seule boule oscillante ou hydro-aimant placé dans le prolongement de son axe (*fig.* 3).

Fig. 3.



L'action d'un pôle détermine une rotation de l'appareil; le plan d'oscillation, et le cadre avec lui, tournent de manière à venir passer par le pôle. Un hydro-aimant fait tourner l'appareil jusqu'à ce que les deux plans d'oscillation soient parallèles.

II. — *Analogies avec le magnétisme temporaire.*

Un corps oscillant au milieu d'un liquide y détermine des tensions, le fluide n'est ni attiré ni repoussé par le corps oscillant; mais un corps plongé dans le fluide sera aussi mis en oscillation, et, suivant que sa densité sera supérieure ou inférieure à celle du

liquide, l'amplitude de ses oscillations sera plus petite ou plus grande que celle du fluide dont il tient la place; ainsi un corps plus lourd que le liquide est attiré par un pôle hydromagnétique et se place axialement en présence d'un hydro-aimant (sphère oscillante), tandis qu'un corps plus léger est repoussé par un pôle et se place équatorialement si sa forme est allongée; toutefois, si le corps actif ou vibrateur est très rapproché du corps léger plongé dans le fluide, on peut avoir une attraction. Ces phénomènes ont une analogie évidente avec ceux que présentent les corps para et diamagnétiques sous l'influence des pôles d'aimant ([1]).

Voici encore d'autres expériences analogues : entre deux pôles (pulsateurs) de même sens, on trouve dans le plan, lieu des points équidistants de ces deux pôles, une zone circulaire en dedans de laquelle un corps plus lourd (paramagnétique) est attiré vers la ligne des pôles, et en dehors de laquelle il est repoussé. Les phénomènes sont inverses pour un corps diamagnétique (ou plus léger); expérience à comparer avec l'action exercée par deux pôles sur un morceau de fer doux.

Une sphère plus légère que le fluide, étant ainsi soumise à l'action des oscillations d'une autre sphère ou hydro-aimant, présente à son tour les propriétés d'un *hydro-aimant temporaire;* si, au moyen d'un fil, on la maintient dans une position fixe, elle agira à son tour sur un autre corps suspendu dans le fluide, et son action pourra être plus considérable que celle de l'hydro-aimant primitif.

Si cette sphère, soumise à l'action d'un hydro-aimant, est attachée à un système élastique dont la période de vibration soit précisément celle de l'hydro-aimant, son mouvement continuera encore après qu'on aura retiré cet hydro-aimant; on produira ainsi un hydro-aimant permanent.

Les *lignes de force* correspondant à cet hydromagnétisme peuvent être tracées sur une plaque de verre; il suffit de placer au point à étudier un corps léger et allongé, fixé à une tige élastique, dont l'extrémité supérieure, sortant du fluide, porte un pinceau; en plaçant un certain nombre de pôles ou corps pulsants dans le

([1]) *Voir* le théorème de Sir William Thomson relatif aux forces dites *acoustiques*, et encore un article de moi (*Göttinger Nachrichten;* 1879).

liquide, on obtient des figures semblables aux fantômes magnétiques.

III. — *Analogies avec les phénomènes électromagnétiques.*

Au point de vue où je suis placé, un *courant électrique* aurait pour analogue un système de courants circulaires et alternatifs autour d'un axe représentant le circuit; en opérant sur un fluide parfait, on ne saurait obtenir de tels courants au moyen de cylindres de révolution; on est obligé d'employer des cylindres à section dentelée, mais alors naissent des courants perturbateurs qui masquent le phénomène à étudier.

Aussi me suis-je servi, pour étudier au moins les fantômes ou lignes de force, d'un sirop visqueux; on trouve alors les lignes de force correspondant à un courant électrique, que l'on peut combiner avec un pôle hydromagnétique ou un hydro-aimant.

Si l'on suppose des courants semblables réalisés dans un liquide parfait, les pressions étant normales aux parois, on ne saurait arriver, pour l'action réciproque de deux éléments de courant, à la formule d'Ampère, mais on trouve celle de Grassmann ou de Regnard, avec le changement de signe que nous avons aussi dans l'hydromagnétisme : deux courants parallèles et de même sens se repoussent.

IV. — *Analogies avec certains phénomènes électriques.*

Imaginons un très grand nombre de pôles hydromagnétiques ou sphères *pulsantes,* avec des phases diverses, distribués dans un liquide; il semble naturel de penser que les pôles dont les phases seront presque concordantes se grouperont ensemble, repoussant ceux de phase discordante, et que ces pôles se distribueront, non pas en groupes dans lesquels toutes les phases seront représentées, mais en groupes différents où une phase sera prédominante, ces groupes se repoussant entre eux. L'ensemble agira à distance comme un corps neutre ou immobile, mais il deviendra actif si on enlève certains groupes; il agira alors par influence sur un corps primitivement immobile ou neutre et l'attirera; si on laisse le corps ainsi influencé ou électrisé se rapprocher indéfi-

niment, son attraction deviendra très forte pour les sphères de même phase, comme sa répulsion pour les sphères de phase opposée qui entrent dans la constitution de l'ensemble, et cet ensemble pourra par là être brisé en deux systèmes où les phases seront plus nettement séparées; l'un de ces systèmes ira rejoindre le corps neutre, l'autre sera repoussé. On peut réaliser ceci sur une petite échelle, en faisant agir un corps actif sur l'ensemble de deux pulsateurs de phases opposées, collés l'un à l'autre par une faible force de capillarité.

Cette expérience paraît bien l'analogue de ce qui se passe quand un corps électrisé attire un corps neutre, qu'une étincelle jaillit entre eux, et qu'après cette communication d'électricité les deux corps se repoussent.

Il ne faut pas oublier que ce sont les phénomènes *simples* et *fondamentaux* qui sont la partie *principale* et *essentielle;* or ces phénomènes sont de nature précisément *inverse* à ceux de l'électricité et du magnétisme; ils ne peuvent donc servir de base à une théorie rationnelle des phénomènes électriques; néanmoins il m'a paru intéressant de chercher si, en passant du simple au composé, cette analogie avec inversion ne se continuerait pas.

VARIATION DES INDICES DE RÉFRACTION DU GYPSE AVEC LA TEMPÉRATURE;

PAR M. H. DUFET.

L'angle des axes optiques du gypse varie rapidement avec la température; il est égal à 95°, dans l'air, à la température de 20° C. et devient nul à 115° C.; les axes se séparent dans un plan perpendiculaire au premier. J'ai pensé dès lors que l'on pourrait facilement constater et mesurer les variations des indices principaux avec la température.

J'ai fait trois séries de mesures, dont les deux premières m'ont donné la variation de la double réfraction, et la troisième les variations des indices.

I. Une plaque de gypse perpendiculaire à la ligne moyenne est placée dans une cuve pleine d'eau et examinée au microscope polarisant de M. Des Cloizeaux. Les observations sont faites

avec la lumière de la soude. L'eau est chauffée juqu'à 40° environ, et sa température est donnée par deux thermomètres placés très près de la plaque. On note la température et le temps; on observe aussi le temps au moment du pointé des anneaux; ceci permet, par un procédé graphique, de connaître la température de l'eau au moment du pointé. La température est connue à 0°,1 près et le déplacement des axes à 2′ ou 3′ près.

On peut ainsi calculer deux expressions qui donnent en degrés le déplacement des axes; en appelant δE et $\delta' E$ les variations de l'angle, on a

$$\delta E = 0,2185\,t + 0,001439\,t^2,$$
$$\delta' E = 0,1303\,t + 0,001152\,t^2.$$

L'écart entre le résultat du calcul et la courbe moyenne des expériences n'atteint pas 0′30″.

Voici comment je me suis servi de ces données expérimentales pour avoir une relation entre les variations des indices principaux. Si l'on admet, ce qui est sensiblement exact dans les limites de température des expériences, que la ligne moyenne reste perpendiculaire à la plaque, on tire des valeurs précédentes et de la valeur de l'angle des axes dans l'eau à 22° C., 66°23′, la valeur du demi-angle des axes dans l'eau

$$E = 0,657213 - 0,0030438\,t - 0,000022611\,t^2.$$

On obtient par un développement en série la valeur de $\sin E$, et en multipliant cette expression par l'indice de l'eau, on a le demi-angle extérieur des axes; j'ai pris pour l'indice de l'eau la valeur donnée par Wüllner :

$$n = 1,33493 - 0,000099\,t.$$

En appelant A le demi-angle des axes dans l'air, j'obtiens enfin l'expression

$$\frac{d\sin^2 A}{dt} = -0,00534563 - 0,000680162\,t + 0,0000002992\,t^2 + 0,0000000003655\,t^3.$$

Pour $t = 20°$, on a

$$\frac{d\sin^2 A}{dt} = -0,00665702.$$

Si maintenant j'appelle c, b, a les trois indices principaux, on a

$$\sin^2 A = \frac{c^2(b^2-a^2)}{c^2-a^2}.$$

En posant

$$c = c_0(1+\gamma t),$$
$$b = b_0(1+\beta t),$$
$$a = a_0(1+\alpha t),$$

et en différentiant par rapport à t la valeur de $\sin^2 A$, on a

$$\frac{d\sin^2 A}{dt} = \frac{2}{c^2-a^2}\left[-c\gamma\frac{a^2}{c}\sin^2 A + b\beta . bc^2 - a\alpha\frac{c^2}{a}(b^2-\sin^2 A)\right].$$

Si je remplace $\frac{d\sin^2 A}{dt}$ par sa valeur, ainsi que a, b, c et A, on obtient l'expression

$$-c\gamma + b\beta . 4,32704 - a\alpha . 3,31348 = -0,000120315.$$

J'ai pris pour les indices les nombres donnés par M. von Lang(¹), et pour A l'angle déduit par la formule de la valeur trouvée pour E.

II. Une autre relation entre $c\gamma$ et $a\alpha$ est donnée par l'observation des franges de Fizeau et Foucault. Ces franges sont produites par une lame de gypse, obtenue par clivage, qui donne deux rayons se propageant avec les vitesses $\frac{1}{c}$ et $\frac{1}{a}$.

La lumière d'une lampe à pétrole traverse un petit nicol et tombe sur la fente d'un collimateur; après le collimateur est une cuve d'un litre environ, fermée par des glaces à faces parallèles, et où l'on place la lame de gypse; puis vient un second nicol, le prisme et la lunette. En plaçant dans la cuve de l'eau tiède, on voit par le refroidissement les bandes se déplacer lentement en allant du vert au rouge; un abaissement de température augmente donc la différence de marche. Le refroidissement est assez lent pour qu'on puisse admettre l'égalité de température de la plaque et de l'eau où elle plonge.

(¹) Voir *Journal de Physique*, t. VII, p. 139 et 177.

Pour repérer les bandes du spectre, je reçois sur le petit prisme à réflexion totale qui précède la fente du collimateur la lumière d'une lampe à sel marin ; c'est un bec Bunsen, dont la flamme vient lécher un gros morceau de sel marin fondu. On peut remplacer la lampe par un tube de Geissler à hydrogène, ce qui donne les raies C et F.

Si j'appelle e l'épaisseur de la lame, μ le coefficient de dilatation déterminé par M. Fizeau, Δt la différence de température entre les passages de ces deux franges successives sur la raie D, on a évidemment

$$e(c-a)=k\lambda,$$
$$e(1+\mu\Delta t)[c(1+\gamma\Delta t)-a(1+\alpha\Delta t)]=(k-1)\lambda,$$

ou, en négligeant les termes de l'ordre de α^2,

$$c\gamma-a\alpha=-\frac{\lambda}{e\Delta t}-(c-a)\mu.$$

Le terme correctif $(c-a)\mu$ est petit, il est égal en moyenne à 0,0000039 pour les températures étudiées, de 40° C. à 12° C. Au moyen de seize plaques, dont les épaisseurs ont varié de 2^{mm} à 6^{mm}, j'ai obtenu comme valeur moyenne de $c\gamma-a\alpha$

$$c\gamma-a\alpha=-0,00001127.$$

Tous les résultats étaient compris entre 0,000012 et 0,000010.

III. On est arrivé ainsi aux deux relations

$$c\gamma-a\alpha=-0,00001127,$$
$$-c\gamma+b\beta.4,32704-a\alpha.3,13348=-0,000120315.$$

En éliminant $c\gamma$, il vient

$$c\gamma=a\alpha=-0,00001127,$$
$$b\beta-a\alpha.0,99685=-0,0000304094.$$

On peut donc poser approximativement, en se bornant aux chiffres certainement exacts,

$$c\gamma-a\alpha=-0,000011,$$
$$b\beta-a\alpha=-0,000030,$$
$$c\gamma-b\beta=+0,000019.$$

Ces relations donnent la variation de la double réfraction pour des lames normales à l'axe moyen d'élasticité (plaques de clivage), normales à la ligne moyenne, c'est-à-dire à l'axe de plus petite élasticité, puisque le gypse est optiquement positif, et normales à l'axe de plus grande élasticité. Dans les deux premiers sens, la double réfraction diminue quand la température s'élève, dans le troisième elle augmente. En considérant la section de la surface de l'onde par le plan des axes, l'ellipse ayant pour demi-axes $\frac{1}{c}$ et $\frac{1}{a}$ s'allonge, pendant que le cercle de rayon $\frac{1}{b}$ se rapproche du grand axe de l'ellipse.

IV. Pour savoir si ces résultats sont dus à une augmentation ou à une diminution des indices, j'ai cherché si une variation de température produirait un déplacement des franges de Talbot [1]. Il faut, pour constater ce déplacement, une forte dispersion, car, pour 30° de variation de température, les franges ne se déplacent que d'une partie de l'intervalle des raies D_1 et D_2. J'employais deux prismes à vision directe et deux prismes de flint de 60°; les prismes n'étaient pas tout à fait au minimum de déviation, de manière à dilater les franges, tout en leur conservant une netteté suffisante; j'avais dans ces conditions près de 2′ d'écart entre les raies D, et je pouvais, avec certitude, apprécier $\frac{1}{10}$ de leur intervalle. Un collimateur reçoit à la fois la lumière d'une lampe à pétrole concentrée par une large lentille et celle d'un bec Bunsen à sel marin : une partie du faisceau traverse la plaque de gypse placée dans une étuve de Gay-Lussac, percée sur deux faces et chauffée par une très petite lampe à alcool. Après l'étuve vient une fente à largeur variable, puis le système dispersif et la lunette. On obtient deux systèmes de franges, dont un seul est bien visible, à cause de la polarisation que subissent les rayons en traversant le système des prismes; c'est celui qui correspond aux rayons dont la vitesse est $\frac{1}{c}$.

[1] *Voir*, sur les franges de Talbot, un article de M. Mascart (*Journal de Physique*, t. I, p. 177).

Le déplacement observé est des $\frac{2}{10}$ de l'intervalle des deux raies D_1 et D_2 pour une différence de température de 30° C., les franges se déplaçant du rouge vers le vert.

Pour une frange noire donnée, on a, en appelant c l'indice de la plaque et e son épaisseur,

$$(c-1)e = (2k+1)\frac{\lambda}{2}.$$

Si, pour une augmentation de température, la frange se déplace de manière à correspondre à une longueur d'onde λ', on a

$$(c'-1)e = (2k+1)\frac{\lambda'}{2}.$$

Mais on a

$$e' = e(1+\mu\,\Delta t);$$

on peut poser

$$c' = c(1+\gamma\,\Delta t),$$

à cause de la petitesse du déplacement; en portant dans les relations précédentes, et en négligeant le terme en $\gamma\mu$, il vient

$$\mu + \frac{c}{c-1}\gamma = -\frac{\lambda-\lambda'}{\lambda\,\Delta t}.$$

En appelant λ_1 et λ_2 les longueurs d'onde des deux raies D_1 et D_2, m la fraction de leur intervalle comprise entre la bande noire et la raie D, j'ai évidemment

$$\lambda = (1-m)\,\lambda_1 + m\,\lambda_2,$$
$$\lambda' = (1-m')\lambda_1 + m'\lambda_2,$$

d'où je tire

$$\lambda - \lambda' = (m'-m)(\lambda_1-\lambda_2).$$

La différence $\lambda_1 - \lambda_2$ se déduit, avec une grande exactitude, des expériences de M. Fizeau sur les anneaux colorés; si l'on éclaire ces anneaux avec la lumière de la soude, et si l'on augmente progressivement l'épaisseur de la lame d'air, les anneaux deviennent confus et disparaissent pour reparaître ensuite, et disparaître de nouveau. Entre deux disparitions successives, l'épaisseur de la lame d'air a augmenté de $0^{mm},28945$. Le double de cette épaisseur contient un nombre de longueurs d'onde λ_2, supérieur d'une

unité au nombre de longueurs d'onde λ_1 qu'il contient; on tire facilement de là, en appelant ε l'épaisseur de la lame d'air et n l'indice de l'air,

$$\lambda_1 - \lambda_2 = \frac{\lambda_2\lambda_1}{2n\varepsilon}.$$

En remplaçant, dans l'équation

$$\mu + \frac{c}{c-1}\gamma = -\frac{\lambda - \lambda'}{\lambda\,\Delta t},$$

$\lambda - \lambda'$ par sa valeur, on a

$$\mu + \frac{c}{c-1}\gamma = -\frac{(m'-m)\lambda}{2n\varepsilon\,\Delta t},$$

$$\mu + \frac{c}{c-1}\gamma = -0,001017\frac{m'-m}{\Delta t}.$$

Le coefficient de dilatation μ est connu par les expériences de M. Fizeau; il est égal à

$$0,00004163 + 0,0000000936(\theta - 40),$$

θ étant la température moyenne.

La valeur expérimentale de $m' - m$ est 0,2, et je puis affirmer qu'elle est comprise entre 0,25 et 0,15; on en déduit pour $c\gamma$ la valeur

$$c\gamma = -0,0000254.$$

Les valeurs extrêmes 0,25 et 0,15 donneraient

$$c\gamma = -0,0000263,$$
$$c\gamma = -0,0000245.$$

En tenant compte des résultats trouvés pour la variation de double réfraction, on a

$$c\gamma = -0,000025,$$
$$a\alpha = -0,000014,$$
$$b\beta = -0,000044.$$

Les trois indices principaux diminuent, par la température, de quantités relativement considérables, mais très inégales entre elles. Je crois pouvoir compter sur les deux chiffres significatifs que je donne.

SUR LA MESURE DES TEMPÉRATURES AU MOYEN DU THERMOMÈTRE A MERCURE;

PAR M. PERNET.

Toute mesure de température devrait rigoureusement se faire avec le thermomètre à air; mais, dans la plupart des cas, on a recours au thermomètre à mercure, dont l'usage est beaucoup plus simple. Quand il s'agit de mesures précises, par exemple, pour déterminer des coefficients de dilatation, le thermomètre à mercure ne peut être considéré que comme un intermédiaire, et ses indications doivent être finalement ramenées à celles du thermomètre à air. Mais il est évident que, pour arriver à une comparaison exacte entre le thermomètre à air et le thermomètre à mercure, il faut que les indications de celui-ci soient avant tout rendues comparables à elles-mêmes.

On a pensé jusqu'à présent que ce dernier problème était insoluble, et la plupart des auteurs considèrent le thermomètre à mercure comme très défectueux et peu digne de confiance, à cause de la variabilité de ses indications. Il me semble qu'on a exagéré ces défauts, et que les divergences et les irrégularités qu'on a constatées tiennent principalement à ce qu'on ne s'est pas astreint, en général, à se servir de cet instrument d'une façon suffisamment régulière et systématique. Il y a surtout deux points sur lesquels il faudrait se mettre d'accord :

1° Que faut-il adopter comme représentant la valeur du degré, sur le thermomètre à mercure?

2° Comment doit-on tenir compte des variations des points fixes?

Je rappellerai d'abord quelques faits connus depuis longtemps relatifs à ces déplacements; j'indiquerai ensuite en quelques mots les résultats que j'ai obtenus en reprenant l'étude de ces phénomènes [1].

---

[1] Pour l'historique et les détails, je renvoie aux publications suivantes :

1° *Ueber die Abhängigkeit der Nullpunktsdepressionen von der Temperatur* (*Repertorium für Experimental-Physik* von Carl, t. XI, p. 257; Munich, 1875).

2° *Rapport au Comité international des Météorologistes* (*Ueber die Bestimmung der*

On sait que le verre ne revient pas immédiatement à son volume primitif pour une température donnée, après avoir été porté pendant quelque temps à une température plus élevée. Un retard d'élasticité le ramène peu à peu à son volume primitif. Le déplacement lent des points fixes provient surtout de la disparition graduelle du résidu de dilatation produit par la haute température à laquelle le thermomètre a été porté lors de sa construction. Ce mouvement ascendant est relativement rapide dans les premiers temps qui suivent la construction de l'instrument, et diminue ensuite peu à peu.

Si le thermomètre est maintenu à une température constante, le déplacement du zéro peut être représenté par une fonction exponentielle, analogue à celle qui correspond au retard d'élasticité produit par un allongement ou par une torsion de courte durée. Mais cette fonction devient en général plus compliquée, à cause des variations de température auxquelles le thermomètre est nécessairement exposé pendant les expériences auxquelles on l'emploie; car la vitesse avec laquelle le zéro se déplace croît avec la température. A ce mouvement ascendant se superposent encore les variations temporaires, dues aux températures auxquelles le thermomètre est exposé.

M. Wild et M. Berthelot ont remarqué les premiers que, pendant l'opération de la détermination du point 100°, celui-ci descend jusqu'à une position fixe qu'il n'atteint qu'au bout de 15 à 30 minutes. En intercalant des déterminations du zéro déprimé, M. Wild a démontré que les deux points tendent en même temps vers leurs limites et que le point zéro ne devient constant que lorsque le point 100° l'est devenu également. Les variations du point 100° qu'on peut observer atteignent rarement 0°,1 C.; elles paraissent donc beaucoup plus petites que celles que subit le zéro après un long repos. Mais les observations du point 100° et celles du zéro ne se font pas dans les mêmes conditions. On peut bien

---

Fixpunkte der Quecksilbernormalthermometer und die Messung der Temperaturen; Leipzig, 1879).

3° *Sur les moyens d'éliminer dans l'évaluation de la température l'influence de la variation des points fixes des thermomètres à mercure* (*Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*, t. I; Paris, 1881).

déterminer le zéro après un long repos du thermomètre, c'est-à-dire sans que celui-ci ait été exposé, par exemple depuis un an, à une température élevée, mais il n'en est pas de même pour la détermination du point 100°, où il faut nécessairement exposer l'instrument à cette température. Cet échauffement suffit pour produire les phénomènes du retard d'élasticité, même quand on agit aussi promptement que possible.

Il est donc évident qu'on ne peut pas comparer les variations du point 100° avec celles du zéro après un long repos. Au contraire, les observations du point 100° sont seulement comparables avec celles du point zéro pris immédiatement après. Cela a déjà été prouvé par Regnault, I. Pierre et M. Berthelot, qui tous étaient d'avis que la distance des points abaissés ou déprimés est beaucoup moins variable que celle des points non déprimés. Ils ont choisi par conséquent pour distance fondamentale l'intervalle compris entre ces points déprimés.

Par de nombreuses observations, je suis arrivé à démontrer que cette distance fondamentale, déterminée avec soin, est constante dans les limites des erreurs d'observation (c'est-à-dire pour des thermomètres de premier ordre, à 0°,01 C. près environ), même dans le cours des années, si l'on n'expose pas le thermomètre à des températures supérieures à 100°.

Ce résultat a été confirmé par la discussion d'un grand nombre d'observations précises faites par différents physiciens.

On doit donc suivre l'exemple donné par les savants que je viens de nommer, et adopter la définition qu'ils ont donnée du degré, *qui doit être la centième partie de l'intervalle compris entre les points fixes déprimés*.

Malheureusement beaucoup de physiciens ont encore l'habitude de choisir comme distance fondamentale l'intervalle entre le point 100° et le zéro déterminé à un moment quelconque et même après un long repos du thermomètre. Or la différence entre le zéro déprimé pour 100° et le zéro après un long repos est en moyenne de 0°,5 C. environ pour d'anciens thermomètres en verre. Par conséquent, la valeur du degré déduite des points fixes après un long repos sera, dans ce cas, trop petite de 0,5 pour 100. Les températures calculées seront, de ce chef, nécessairement trop hautes. *On voit donc que la différence de marche des thermomètres ne*

provient pas seulement de la différence dans la marche de la dilatation du cristal et du verre de soude, mais surtout de la manière de calculer les températures. Celles-ci ne sont donc pas immédiatement comparables. En général, elles ne le deviennent pas même par la comparaison avec le thermomètre à air, à cause de la manière défectueuse dont on a généralement tenu compte des variations du zéro qui se produisent pendant les observations. Il ne suffit même pas de comparer les thermomètres d'une manière analogue à celle dont on s'est servi pendant les observations, *car les variations du point zéro dépendent non seulement des températures auxquelles le thermomètre est exposé au moment de l'observation, mais encore de celles qui l'ont précédée et de leur marche.* C'est pourquoi on a cru que les variations du zéro étaient tout à fait irrégulières. En les étudiant de près, en tenant compte du temps qui joue un rôle prépondérant dans tous les phénomènes du retard d'élasticité, on arrive cependant à établir quelques lois très utiles pour le maniement des thermomètres.

Si, après avoir déterminé le point zéro après un long repos du thermomètre, on porte celui-ci à une température donnée pendant 5 minutes, puis pendant 10 minutes, et ainsi de suite, en intercalant des observations du zéro, on trouve que celui-ci s'abaisse, d'abord rapidement, puis de plus en plus lentement, et qu'il finit par arriver à un maximum de dépression pour chaque température. Ce maximum n'est atteint pour les basses températures qu'au bout de plusieurs heures, tandis que pour les températures élevées une exposition relativement courte suffit.

Dans l'intervalle de 0° à 100°, ces maxima de dépression sont sensiblement proportionnels aux carrés des températures. Mon collègue, M. Marek, a été conduit plus tard, mais indépendamment de moi, par des études analogues, au même résultat.

La dépression pour 100°C. des thermomètres en cristal tend vers la limite inférieure de $0^\circ,2$ C., tandis que celle des thermomètres allemands peut atteindre jusqu'à $0^\circ,8$ C.

Un fait, à première vue paradoxal, mais d'accord avec les résultats fournis par l'étude de l'élasticité (*voir* G. WIEDEMANN, *Annales de Wiedemann,* t. VI, 1879), consiste en ce que le zéro acquiert, même par un repos relativement court et surtout par un refroidissement lent, la faculté de subir dans certaines limites de nouvelles

dépressions. La position du zéro ne dépend donc pas uniquement de la température à laquelle le thermomètre a été exposé : elle dépend encore de la voie par laquelle il est arrivé à sa position actuelle.

Si, après avoir été chauffé, le thermomètre est maintenu à la température 0°, le point zéro remonte assez lentement. Ce mouvement ascendant est d'autant plus accentué que la température à laquelle le thermomètre a été exposé a été plus élevée. On peut l'accélérer davantage par un refroidissement lent ; toutefois il reste beaucoup plus lent que le mouvement descendant.

Ces faits nous permettent de renfermer dans des limites étroites les variations du point zéro pendant une série d'observations, même pour les thermomètres où la dépression du zéro est très forte ; car si l'on a étudié les variations du zéro d'un thermomètre, il suffit de porter cet instrument pendant quelques minutes à une température donnée pour abaisser le zéro d'une quantité telle que pendant les observations sa variation soit très petite et en tout cas proportionnelle au temps. De cette façon on peut maintenir, pendant des heures entières, constant à quelques centièmes près, le zéro d'un thermomètre qui, sans ces précautions, aurait subi des variations de quelques dixièmes de degré dans le même intervalle de temps.

Dans le cas où l'on ne peut déterminer directement le minimum z_t du zéro, on peut le calculer avec une approximation assez grande, d'après la loi du carré que nous avons indiquée plus haut. On aura

$$z_t = z_0 - (z_0 - z_{100}) \frac{t^2}{100^2},$$

où z_0 représente le zéro observé après un repos assez long du thermomètre, z_{100} le point zéro pris immédiatement après le point 100°, et t la température à laquelle le thermomètre a été exposé longtemps pendant les observations.

Cette formule peut être utile dans le cas où la disposition de l'appareil exige que les thermomètres servent à mesurer plusieurs températures sans être dérangés. Cependant il sera toujours plus sûr de déterminer directement les minima du zéro quand on pourra disposer librement de son thermomètre. Cette détermination est

du reste extrêmement facile. Il suffit de refroidir le thermomètre aussi vite que possible (toutefois avec prudence) jusqu'à la température ambiante, de le plonger ensuite dans la glace et de noter la position la plus basse que le zéro atteint au bout de quelques minutes. Ce minimum donne immédiatement la correction à employer.

Pour calculer la température qui correspond à une lecture quelconque, corrigée bien entendu des erreurs de calibre, etc. (1), *on n'a donc qu'à soustraire le zéro actuel, déterminé ou calculé comme nous venons de le dire, et à multiplier par la valeur du degré, en adoptant pour celui-ci la définition déjà indiquée.*

Si, par ces procédés et ce mode de calcul, on parvient en effet à éliminer l'influence des variations des points fixes, les thermomètres sensiblement de même verre, mais traités différemment, de sorte que les variations du zéro soient très différentes, doivent concorder néanmoins dans les limites des erreurs d'observation. Pour faire cette vérification, j'ai comparé, avec l'aide de M. le Dr Freund, quatre thermomètres qui avaient été étudiés soigneusement. Quelques jours avant ces observations, j'avais porté deux de ces instruments à 100°, afin de déprimer le zéro et de rendre ses variations aussi petites que possible. Au contraire, j'avais laissé, avant les comparaisons, les deux autres thermomètres dans la glace et je les refroidissais lentement, entre les séries d'observations, pour faire remonter leur zéro. Après les comparaisons à une température donnée, on déterminait le zéro déprimé et l'on calculait les températures comme je viens de l'indiquer.

Les écarts moyens des thermomètres, par rapport à la moyenne que l'on considérait comme la vraie température, se sont trouvés de 0°,01 C. Des différences de marche étaient à peine indiquées, et rentraient tout à fait dans les limites des erreurs d'ob-

---

(1) *Voir* à ce sujet :

M. Thiesen, I. *Ueber das Kalibriren von Thermometern* (*Repertorium für Experimental-Physik* von Carl, t. XV, p. 285; Munich, 1879); II. *Ueber das Kalibriren von Thermometern, insbesondere über die wahrscheinlichen Fehler der Kalibercorrectionen* (*ibid.*, p. 677).

M. Marek, *Ueber die Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate auf die Kalibrirung der Thermometer* (*ibid.*, p. 300).

servation, qui, pour ces thermomètres, peuvent être évaluées à ± 0°,015 C. environ.

Au contraire, les différences de marche se seraient élevées à 0°,15 C. pour 25° et à 0°,2 C. de 50° à 80°, si l'on avait calculé les températures en choisissant pour distance fondamentale l'intervalle entre les points fixes après un long repos. Alors les thermomètres dont on avait fait remonter le zéro auraient donné des indications plus hautes que ceux dont le zéro avait été déprimé avant la comparaison.

Ces observations, faites en 1875, étaient donc tout à fait concluantes et parlaient en faveur du procédé et de la méthode de calcul que je viens d'expliquer (1). Depuis, en employant les moyens plus précis et les appareils plus appropriés pour l'étude et la comparaison des thermomètres dont nous disposons au Bureau international des Poids et Mesures, mes collègues et moi, nous sommes arrivés à une exactitude encore plus grande.

De nombreuses comparaisons de thermomètres prouvent qu'en général ces instruments, même en verres différents, concordent à ± 0°,02 C. près dans tout l'intervalle de 0° à 100°, et que des différences bien constatées de 0°,10 sont tout à fait exceptionnelles (2).

SUR LA POLARISATION SINGULIÈRE DES ÉLECTRODES;

PAR M. A. SOKOLOFF,
Docent à l'Université de Varsovie (3).

Pour étudier l'influence de la durée du courant polarisant ou

(1) Les mêmes principes doivent être appliqués à la mesure des températures dépassant 100°. Toutefois il sera nécessaire de tenir compte des variations de la valeur du degré qui se produiront à ces hautes températures, et de déterminer à nouveau la distance fondamentale. *Voir* à ce sujet les Notes de M. Crafts (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XCI, p. 291, 370, 413, 574; 1880).

(2) *Voir* également, à ce sujet, *Vergleichungen von Quecksilberthermometern*, mitgetheilt von Dr Max Thiesen (*Metronomische Beiträge*, herausgegeben von der kaiserlichen Normal-Aichungs-Kommission, n° 3. Berlin, 1881).

(3) Extrait par l'auteur (*Mémoires de l'Université de Moscou*). Ces recherches ont été exécutées au laboratoire de M. Helmholtz, à Berlin.



primaire sur l'intensité du courant dépolarisant ou secondaire, je me suis servi d'un voltamètre à électrodes de platine (plaques de 640^{mmq}), rempli d'eau acidulée au $\frac{1}{10}$, que l'on avait fait bouillir sous la basse pression d'une pompe Sprengel, afin d'en chasser les gaz dissous et d'affaiblir ces courants irréguliers que M. Helmholtz appelle *courants de convection*. Un élément Daniell constituait la pile polarisante. L'expérience a montré que le courant dépolarisant croît rapidement avec la durée de la charge, tout en restant, même au commencement de la décharge, plus faible que le courant primaire. Mais quand le voltamètre avait été chargé pendant vingt-quatre heures, *le courant dépolarisant était considérablement plus fort que le courant primaire* ([1]). C'est ce phénomène nouveau que j'appelle *polarisation singulière*, et dont je vais m'occuper dans ce qui suit.

La polarisation singulière ne se manifeste avec l'eau acidulée que dans des voltamètres fermés et purgés d'air, comme je l'ai indiqué, jamais dans les voltamètres ouverts. Le courant de dépolarisation est d'autant plus intense au début que la surface des électrodes est plus petite, et que la résistance est plus faible; mais plus le phénomène est intense, moins sa durée est longue. Donc, du moins dans certaines limites, l'intensité du phénomène croît avec la densité du courant. La polarisation singulière se manifeste plus ou moins rapidement après la fermeture du circuit primaire; généralement dix-sept à vingt-quatre heures suffisent pour qu'elle prenne un développement considérable. Il existe une certaine limite de la force électromotrice polarisante, au-dessous de laquelle la polarisation singulière ne se manifeste jamais. Cette limite était, au minimum, de $0^{dll},46$ dans mes expériences: mais elle variait d'une expérience à l'autre ([2]).

Avec l'eau distillée la polarisation singulière n'a été observée que très rarement (entre des électrodes à pointes), et elle était

([1]) Avec des électrodes de 20^{mm} de longueur et de $0^{mm},7$ de diamètre, la première déviation produite par le courant de décharge surpasse souvent de six à huit fois celle du courant primaire.

([2]) Il est très difficile d'évaluer exactement cette limite : il faut pour cela que le voltamètre soit entièrement exempt de tout résidu de polarisation antécédente, ce qui exige beaucoup de temps, et ce qui, à la rigueur, est à peine accessible. Deux mois de décharge ne suffisaient pas pour faire disparaître complètement ces résidus.

très faible : le courant de décharge ne surpassait le courant primaire que de quelques degrés. Le phénomène devient de plus en plus marqué, et il croît d'abord très rapidement, avec la concentration de l'acide.

L'étude de la polarisation singulière m'a porté à soupçonner qu'il faut en chercher la cause dans la formation du peroxyde d'hydrogène H^2O^2 sur l'anode pendant la charge. Mais, comme la force électromotrice de 1^{dll} ne suffit pas pour décomposer l'eau, cette formation de H^2O^2 n'est possible que grâce à l'oxygène qui se trouve dans le liquide et sur les électrodes, et qui n'est pas tout à fait éloigné par la pompe et par l'ébullition. La formation de H^2O^2 est accompagnée d'une absorption d'énergie de $10\,800^{cal}$ par équivalent, d'après M. Berthelot; donc elle exige une force $\frac{10800^{dlls}}{25100} = 0^{dll},44$ (¹).

Si la polarisation singulière dans les solutions d'acide sulfurique est due à la formation de H^2O^2, on doit penser qu'elle peut aussi être observée chaque fois que l'électrolyse s'accompagne de la formation de peroxydes métalliques sur l'anode, par exemple avec les sels de Pb, Mn, Co, Ni, Bi, Ag, etc. Les expériences, toujours exécutées avec des forces électromotrices incapables de produire la décomposition, ont confirmé cette conclusion. Avec 1^{dll}, on remarque la polarisation singulière dans les solutions de nitrate de plomb $Pb(NO^3)^2$, qu'elles soient faibles ou concentrées; mais ici elle est très faible dans un voltamètre purgé d'air, et très intense dans un voltamètre ouvert : on ne voit, dans le premier cas, aucun dépôt sur l'électrode positive, tandis que, dans le second, cette électrode se couvre d'une couche de peroxyde d'abord très mince et de couleur jaune, qui disparaît complètement par la décharge; mais, quand la charge a duré longtemps, le dépôt devient jaune foncé, rouge foncé, ou noir. La dépolarisation singulière dure de cinq à dix minutes, et le dépôt de peroxyde ne subit en apparence aucune diminution pendant la décharge. Enfin, ayant saturé le liquide avec de l'oxygène, j'ai obtenu sur l'anode un dépôt noir de peroxyde en abondance. La dépolarisation singulière

(¹) $25\,100^{cal}$ est la chaleur de dissolution du zinc dans la pile, d'après M. Thomsen. On suppose que la loi de Faraday est applicable à cette pile, ce qui s'accorde très bien avec le résultat de mes expériences ($0^{dll},46$).

durait, dans ce cas, des dizaines de minutes; le courant de décharge tantôt diminuait lentement, tantôt présentait des renforcements périodiques, et la cathode se couvrait peu à peu d'un dépôt jaune de peroxyde.

On observe aussi une polarisation singulière très forte dans les voltamètres ouverts, beaucoup plus faible dans les voltamètres fermés, avec les solutions des sulfates de manganèse, de cobalt, de nickel et du nitrate de bismuth.

Les dépôts de peroxyde, sauf pour les sels de manganèse (1), ne se produisent que dans les voltamètres ouverts. Ces dépôts ont les mêmes propriétés que dans le cas du plomb; ils se forment plus facilement dans les solutions concentrées, et ne disparaissent pendant la décharge que si la couche est très mince. Quand l'épaisseur devient plus grande, le dépôt passe par toutes les nuances, depuis le jaune jusqu'au noir. Sur des fils de 80^{mm} de longueur et de 7^{mm} d'épaisseur, on voit des dépôts se produire à partir de 1^{dll}; mais, si les dimensions de l'anode deviennent plus petites, il suffit d'une force électromotrice moindre. $0^{dll},3$ pour MnO^2, $0^{dll},6$ pour PbO^2, etc.

Il faut toujours une certaine force électromotrice minimum pour que la dépolarisation singulière se manifeste : $0^{dll},15$ pour les solutions de $MnSO^4$, $0^{dll},55$ pour celles de $Pb(NO^3)^2$, etc. L'évaluation exacte de ces limites présente des difficultés encore plus grandes que dans le cas de l'eau.

Quant à l'argent, je n'ai pu observer aucune dépolarisation singulière ni dans les nitrates ni dans les sulfates de ce métal, quelles que fussent les conditions de l'expérience, et cependant la formation du peroxyde était visible avant même que la décomposition électrolytique eût lieu. J'ignore la cause de cette anomalie.

J'ai essayé ensuite les sulfates de zinc, de cadmium et d'aluminium, avec une force électromotrice de 1^{dll}. Ici la dépolarisation singulière se manifeste toujours, que le voltamètre soit fermé et purgé d'air, ou bien ouvert; mais, dans le premier cas, elle est plus énergique et dure plus longtemps. Dans les sels de zinc et d'aluminium on ne voit aucun dépôt sur l'anode, tandis que les sels de

(1) Ces derniers donnent même, dans le cas d'un voltamètre fermé, un mince dépôt de MnO^2 sur l'anode.

cadmium donnent un dépôt de couleur jaune intense, qui devient de plus en plus clair pendant la décharge, et disparaît complètement en quelques heures. Avec les forces électromotrices excédant 1^{dll}, les sels de zinc donnaient un dépôt jaune sur l'anode, tandis que, dans les sels de cadmium, il se formait un précipité gélatineux, qui disparaissait en se dissolvant, quand on agitait le liquide. Dans tous les cas, la décomposition de l'électrolyte n'a pu avoir lieu. Je ne saurais dire rien de positif sur la nature chimique de ces dépôts et de ces précipités; dans le cas du cadmium et de l'aluminium on pourrait croire que c'étaient des hydrates de leurs oxydes, mais on ne connaît aucune combinaison de zinc qui soit de couleur jaune.

Enfin j'ai examiné les nitrates et les sulfates des alcalis et des terres alcalines. Ils manifestaient tous la dépolarisation singulière, mais, tandis qu'avec un voltamètre ouvert on n'observait qu'une impulsion galvanométrique de peu de durée, le phénomène subsistait encore, dans le cas du voltamètre fermé, trente à cinquante minutes après le commencement de la décharge. Dans les solutions faibles, on n'observait ni dépôts ni précipités; mais dans les solutions concentrées et avec des forces électromotrices de 1^{dll} à 2^{dlls}, on voyait un dépôt qui était d'abord jaune, puis jaune foncé (sels de Na, Mg et Ba), ou rouge foncé (sels de K); il devenait noir si l'on se servait de pointes. Ces dépôts disparaissent très rapidement pendant la décharge; mais ils restent invariables pendant quelques heures, si l'on se borne à ouvrir la pile; ce sont, très probablement, des degrés supérieurs d'oxydation des métaux correspondants. Si nous admettons que la formation de ces combinaisons exige une absorption d'énergie qui reparaît ensuite sous forme de courant électrique quand le dépôt disparaît, le phénomène de la polarisation singulière sera facile à expliquer. L'énergie accumulée pendant des heures de charge reparaît dans la décharge qui ne dure que quelques dizaines de minutes.

Quand à l'électrode négative, elle reste, en général, tout à fait nette, à moins que ce ne soit un fil de dimensions trop petites. Avec des pointes on voit toujours un dépôt sur la cathode : dépôt poudreux, de couleur grise ou blanche avec les sels de plomb, granuleux avec les sels de zinc; enfin luisant et de couleur rose avec les sels d'aluminium et de manganèse. Dans les sels des alcalis

et des terres alcalines, on obtenait, en se servant de pointes, des dépôts granuleux noirs. Tous ces dépôts n'étaient certainement pas des impuretés étrangères. Les sels, vendus comme chimiquement purs, avaient été purifiés de nouveau, par une cristallisation, de leurs solutions concentrées.

GOLDSTEIN. — On the electric discharge in rarefied gases [Sur la décharge électrique dans les gaz raréfiés (1)]; *Phil. Mag.*, 5e série, t. X, p. 173 et 234; 1880.

M. Goldstein se propose d'étudier particulièrement les radiations qui partent de l'électrode négative dans les gaz très raréfiés. On sait que ces radiations, en frappant une paroi solide, produisent des phénomènes lumineux. Ceux-ci se produisent seulement à l'extrémité des rayons, car, si l'on en limite nettement un faisceau par un écran percé d'un trou, une surface fluorescente placée très près du bord de ce faisceau, sans l'entamer, ne s'illumine pas. D'autre part, si le faisceau frappe des substances incapables de produire la fluorescence, comme certaines variétés de mica, un écran fluorescent mis à l'abri des rayons directs pourra être rendu lumineux, s'il est exposé aux radiations renvoyées par le mica, bien que celui-ci reste obscur. Enfin, si l'on emploie comme pôle négatif une pièce de monnaie ou tout autre conducteur portant un dessin, on voit sur la paroi fluorescente une image de ce dessin. On peut même en obtenir une photographie en faisant tomber les rayons sur du papier sensible.

Il paraît résulter de ces faits que la radiation dont la transformation au contact de certaines parois fait apparaître la lumière est de nature optique et est émise par la surface de l'électrode seulement.

Ces phénomènes peuvent s'observer avec des gaz dont la pression varie entre des limites assez étendues et avec des décharges d'intensités variables, quand on fait traverser au circuit des intervalles plus ou moins grands dans l'air sous forme d'étincelle.

Le faisceau négatif contient sans doute des rayons d'une extrême

---

(1) Voir *Journal de Physique*, t. VII, p. 63; 1878.

réfrangibilité qui se transforment en produisant la fluorescence. Aucune substance connue, même le quartz en lames aussi minces que possible, ne laisse passer la plus faible trace de ces rayons. Une couche de collodion de quelques centièmes de millimètre d'épaisseur empêche complètement la fluorescence des substances qu'elle recouvre.

Les phénomènes peuvent aussi être obtenus avec une lame d'une substance isolante, par exemple de papier, percée de petits trous. Cette lame partage la capacité du vase en deux parties contenant chacune une des électrodes. Dans la cavité qui contient l'électrode positive, les trous de cette lame jouent le rôle d'électrode négative et produisent des phénomèmes absolument identiques aux précédents. Quand on donne à cette cloison la forme d'un tube étroit s'avançant dans la partie positive et troué sur son contour, la ressemblance devient complète.

Mode de décharge dans les gaz raréfiés. — D'après l'opinion généralement reçue, le courant négatif va du pôle négatif au pôle positif, en traversant d'abord toute la longueur des rayons partis du pôle négatif, puis successivement les diverses couches de lumière stratifiée, qu'on peut appeler, par opposition, *lumière positive.* Cette hypothèse rencontre de nombreuses difficultés. Si l'électrode négative est de forme plate et tourne une de ses faces vers le pôle positif, le rayonnement s'observe aussi bien du côté opposé. Il faudrait donc que l'électricité rebroussât chemin pour aller au pôle positif. Si les deux électrodes sont très rapprochées à une même extrémité d'un long tube, la radiation négative manifeste son existence jusqu'à l'autre bout du tube, sans être influencée par ce voisinage : le courant devrait revenir sans manifester son passage.

Avec la disposition ordinaire, pour un vide peu avancé, la lumière négative est séparée de la première couche positive par un espace obscur. Cet espace diminue à mesure que le vide s'avance; il finit par disparaître, puis, pour un épuisement plus parfait, la lumière négative pénètre dans les couches positives sans se confondre avec elles. Plaçons, par exemple, l'électrode négative au fond d'un tube étroit qui se continue par un récipient plus large. Un peu avant la jonction, soudons au tube étroit une branche latérale au fond de laquelle nous placerons l'électrode positive. Les couches

positives stratifiées rempliront cette branche et une partie du tube étroit en s'avançant vers l'électrode négative. En même temps, si le vide est suffisant, les rayons partis de celle-ci traverseront les couches positives et viendront provoquer la fluorescence de la paroi qui termine le tube large. La région illuminée sera nettement déterminée par la limite géométrique du faisceau. Faudra-t-il donc admettre que le courant, après être allé jusqu'au bout du tube, revienne sur lui-même jusqu'au commencement de la première des couches positives, puis retourne en suivant celles-ci une à une? On peut du reste, en faisant communiquer différentes parties du tube par de petits trous ou des sections contractées, provoquer l'apparition de la lumière négative secondaire et compliquer encore le mélange des couches lumineuses. Les rayons de la lumière négative sont cependant accompagnés par des courants électriques, puisqu'ils se comportent avec les aimants conformément aux lois ordinaires. D'autre part, aucun effet du retour de ces courants vers la première couche positive n'est observable. Il convient donc d'admettre que chaque couche de lumière négative primaire ou secondaire et chaque couche de lumière positive représentent un courant séparé, sans liaison avec les autres, et que tous ces courants sont, au fond, de la même nature.

Chacun de ces courants présente du reste, en tous ses points, les mêmes caractères qu'à son origine. Ainsi les tubes larges, contenant de l'air, donnent généralement naissance à des couches de couleur rouge orangé, tandis que les tubes très étroits fournissent une lumière bleue. Cette lumière conserve la couleur et le spectre que lui a communiqués son origine, quels que soient ensuite les espaces larges ou étroits traversés par elle. L'électrode négative, se comportant comme un ensemble d'ouvertures étroites pratiquées dans une substance isolante, fournit aussi une lumière bleue, que l'on observe généralement autour d'elle.

A l'approche d'un aimant, les rayons appartenant aux différentes couches changent de direction et s'infléchissent vers la paroi du tube, sur laquelle ils donnent une bande de couleur déterminée pour chacune d'elles. La région de la paroi où chaque faisceau va alors aboutir dépend de son lieu d'origine du côté négatif, et non de sa terminaison positive. Les rayons des diverses couches, primitivement mêlés, peuvent se séparer complètement dans ce mouve-

ment d'inflexion. Il peut même se former des intervalles obscurs entre eux. Si la décharge constituait un courant unique, elle devrait se comporter, en présence de l'aimant, comme un conducteur flexible fixé à ses deux extrémités, tandis que chaque portion se comporte comme un conducteur séparé, fixé par un bout. Sous l'influence d'un aimant puissant, chaque courant s'enroule en spirale, comme le ferait un fil flexible présentant une extrémité fixe, et le commencement d'une de ces spirales n'a pas de relation avec la fin de la précédente, qui en est entièrement séparée.

Nouvelles actions phosphorescentes de la décharge électrique. — On entoure l'une des électrodes d'une poudre phosphorescente, qui remplit tout l'intervalle compris entre la paroi et l'électrode, et recouvre cette dernière. Le courant étant alors établi, on touche avec un corps conducteur la paroi du tube, dans le voisinage de la poudre, et l'on voit des décharges ramifiées se produire à la surface du tube et dans la poudre, qui devient phosphorescente et prend des couleurs remarquables sur le trajet des ramifications. On obtient aussi le phénomène en promenant le second fil du circuit à la surface du verre.

Un autre mode de phosphorescence montre que la lumière positive est de même nature que la lumière négative et se propage comme elle en ligne droite. On prend un tube courbé à angle droit, et dans lequel on fait un vide très approché. Les électrodes arrivent aux deux bouts. Sur la paroi convexe de la courbure, on observe une brillante surface phosphorescente, limitée nettement du côté positif par une portion de courbe parabolique qui dépasse un peu à son sommet l'alignement de la branche négative et devient indistincte à ses extrémités. Le même phénomène se reproduit à chaque courbure quand le tube en présente plusieurs, ce qui exclut la possibilité de l'attribuer à la lumière négative. La lumière n'est produite que par les extrémités des rayons en contact avec la paroi, puisque la région éclairée par le faisceau est nettement limitée. L'ombre produite par l'interposition d'un fil est aussi nettement tranchée. Si l'on emploie deux fils placés dans le plan de symétrie du tube, leurs ombres coïncident. Il s'agit donc d'une radiation rectiligne, à peu près parallèle à l'axe du tube ; les rayons forment un faisceau conique d'un petit angle.

Des expériences, faites avec des tubes de formes variées, montrent

que la lumière d'une couche positive, produite dans une branche, se propage en ligne droite dans cette branche jusqu'à ce qu'elle rencontre et illumine une paroi solide, alors même que cette branche se termine en cul-de-sac, le pôle positif communiquant avec une branche latérale.

Sur la théorie de Crookes au sujet de la décharge. — D'après Crookes, la lumière négative est due à la translation de molécules gazeuses projetées à partir de l'électrode négative. Ces molécules ne produiraient de lumière qu'en arrivant dans une région où elles rencontrent soit la paroi, soit d'autres molécules gazeuses qui ne partagent pas leur mouvement. On peut objecter à cette hypothèse qu'une première couche lumineuse jaune entoure immédiatement l'électrode négative et fournit le spectre de l'air sans les raies du sodium, que la couche suivante, considérée par Crookes comme complètement obscure, émet en réalité une faible lumière bleue, enfin que les trajectoires des molécules repoussées devraient être les lignes de force, c'est-à-dire des hyperboles et non des droites, dans le cas d'un fil rectiligne étroit.

Si l'on place obliquement devant l'électrode négative une surface métallique plane, en sorte qu'elle dépasse en partie les limites de la distance où se produit la phosphorescence négative, cette surface devrait présenter une partie illuminée et une partie obscure nettement délimitées, ce qui n'a pas lieu. L'éclat diminue graduellement sur la surface. M. Crookes admet toutefois qu'un petit nombre de molécules peuvent avoir dépassé sans collision la distance moyenne où la rencontre se produit avec d'autres molécules, bien que la grande masse de ces molécules atteigne seulement cette distance, qu'on peut calculer d'après la théorie mécanique des gaz. Cependant on a pu observer, dans un cas où la couche sombre atteignait $0^{m},06$, l'illumination de la paroi opposée par les rayons négatifs à $0^{m},90$ de distance. D'après les expériences de M. Hagen, la plus faible pression qu'on puisse obtenir avec une pompe à mercure est $\frac{1^{mm}}{125}$. En la supposant réalisée, la course moyenne des molécules serait d'environ $0^{m},006$. Or la couche sombre est dix fois plus grande, et les molécules qui illuminent la paroi atteignent une distance cent cinquante fois plus grande. La probabilité pour qu'une seule molécule pût l'atteindre serait environ 7×10^{-66}.

M. Crookes pense que les rayons négatifs sont lancés perpendiculairement à la surface qui les émet. Comme preuve, il annonce que, si l'électrode négative est un miroir concave dont le centre est sur la paroi, ce centre seul est illuminé. M. Goldstein a trouvé que, si le miroir concave est placé en face de la paroi, la région illuminée de celle-ci a un diamètre qui dépend du degré de vide et des intervalles d'air interposés dans le courant, ce qui contredit l'hypothèse d'une direction constante des rayons.

D'autre part, cette région illuminée est toujours nettement délimitée, et, si le bord du miroir présente une imperfection, elle se voit au bord correspondant de l'espace éclairé.

On sait que la vitesse de translation d'un gaz lumineux en altère le spectre en modifiant la longueur d'onde des raies. Si le courant électrique était accompagné du déplacement des molécules gazeuses, on devrait pouvoir observer cet effet. Les expériences spectroscopiques ne donnent rien de semblable et conduisent à rejeter toute convection du gaz ayant une vitesse comparable à celle que Wheatstone et l'auteur lui-même ont trouvée pour la décharge électrique dans les gaz raréfiés. FOUSSEREAU.

JAMES MOSER. — The microphonic action of selenium cells (Action microphonique des piles de sélénium); *Phil. Magazine*, 5ᵉ série, t, XII, p. 212; 1881.

L'auteur, en cherchant à établir une corrélation entre la lumière et l'électricité, a été conduit à étudier les photophones à sélénium et à proposer une nouvelle explication des faits observés.

Si l'on remplace les fils employés habituellement dans la construction de ces piles par des lames métalliques, on constate que les plaques de sélénium, déposées sur ces lames par le procédé de MM. Bell et Tainter, modifié par M. Bidwell, s'en détachent facilement. La face inférieure et la lame sont recouvertes d'une couche de séléniure du métal; *il n'y a donc entre ces pièces qu'un contact imparfait et la pile se comporte comme un microphone.* Cette explication, qui rapproche le sélénium des autres corps et les piles à sélénium du microphone à noir de fumée de M. Hughes, est confirmée par une remarque de MM. Sie-

mens et Sabine : ils ont constaté que la plus grande partie de la résistance de ces piles est due aux contacts.

L'action microphonique se produit même dans l'intérieur de la masse du sélénium ; une plaque, en partie compacte et brillante, en partie granuleuse et pulvérulente, était beaucoup plus sensible dans la dernière portion que dans la première.

Cette action a pu passer inaperçue pour deux raisons. D'abord, elle est produite surtout par les rayons lumineux ; une plaque d'ébonite, interposée sur le trajet du faisceau, la supprime presque complètement ; le sélénium serait *chauffé par la lumière ;* nouvelle preuve de l'identité de la radiation dans toute l'étendue du spectre.

En second lieu, la lumière produit aussi des modifications allotropiques du sélénium, qui se traduisent au dehors par un dégagement de chaleur ou d'électricité. Une seule préparation, obtenue par le procédé de MM. Adams et Day (enveloppée dans du papier puis placée pendant vingt-quatre heures dans du sable chauffé par un boulet de fer porté au rouge), a permis de constater cette transformation et, en même temps, une série d'anomalies. Sa résistance, beaucoup moindre que celle des autres préparations (700 ohms au lieu de 35000), variait très rapidement et *augmentait* sous l'influence de la lumière, des chocs sur la table, etc. Cette préparation, traversée d'abord par un courant, puis réunie à un galvanomètre, donna un courant énergique, qu'on ne pouvait attribuer à la polarisation, puisque le sens de ce courant était indépendant de celui du courant primaire.

Ce courant, qui dura aussi longtemps que la variation de résistance, ou que la transformation interne sous l'action de la lumière, avait déjà été signalé par M. Adams, mais ne se produit que dans un très petit nombre de cas.

D'ailleurs, on peut facilement distinguer les modifications de ce genre des effets microphoniques. Dans le premier cas, la pile ramenée dans l'obscurité ne reprend pas ses propriétés primitives ; elle les reprend dans le second, et ce dernier cas est de beaucoup le plus fréquent pour les appareils ordinaires. Il n'y a donc pas lieu d'admettre l'existence d'une propriété spéciale du sélénium.

C. Daguenet.

BRUNO KOLBE. — Geometrische Darstellung der Farbenblindheit (Représentation géométrique de la cécité des couleurs); *Société de Physique de Saint Pétersbourg*, 1881.

Dans cet Ouvrage, M. Bruno Kolbe propose une nouvelle méthode d'étude et de mesure de la cécité des couleurs (daltonisme). Au moyen d'un appareil tournant, reposant sur le même principe que le disque de Maxwell, il mélange des couleurs pigmentaires, rouge, orangée, jaune, verte et bleue, avec des proportions variables de blanc. Il mesure chaque fois, pour un observateur doué d'une vue normale, puis pour un daltonien, les proportions de la couleur employée qu'il faut mélanger au blanc pour que cette couleur commence à être reconnue exactement. Pour la plupart des daltoniens examinés, le jaune et le bleu étaient reconnus, alors même qu'ils étaient fortement lavés de blanc, tandis que le rouge et le vert ne l'étaient qu'à la condition d'être presque saturés. L'inverse se produisait pour les autres daltoniens. L'auteur conclut de là que la théorie de Hering (1) est exacte, c'est-à-dire que, parmi les daltoniens examinés, les uns ne percevaient ni le vert ni le rouge, les autres ni le jaune ni le bleu.

Si les faits observés par l'auteur sont incontestables, il n'en est plus de même des conclusions qu'il tire de ses expériences, car la théorie de Young, comme celle de Hering, suffit pour les expliquer.

Admettons en effet la première de ces théories et considérons un daltonien pour le rouge qui, dans cette hypothèse, perçoit bien le vert. Ne percevant le rouge que comme une couleur bien sombre, il ne la reconnaîtra comme couleur que quand elle sera presque saturée. D'autre part, d'après la même théorie, une surface blanche donne au daltonien considéré la sensation d'un vert un peu bleuâtre. Il est donc naturel que le vert, quoique perçu exactement par lui, ne soit que très difficilement distingué par lui du blanc, qui produit sur son œil une sensation très voisine de la première. Une explication tout à fait analogue serait applicable à un daltonien pour le vert percevant bien le rouge, et à un daltonien pour le bleu percevant bien le jaune.

---

(1) *Journal de Physique*, t. VII, p. 135.

Ajoutons que l'auteur, ayant repris avec la lumière artificielle quelques-unes des expériences que j'ai faites avec le Dr Nicati (¹), déclare être arrivé *à ce résultat surprenant,* qu'un aveugle, pour le rouge vert, pouvait distinguer des caractères d'imprimerie noirs, placés sur un fond éclairé par de la lumière verte, *presque mieux que lui-même.* Ce résultat, de tous points conforme aux nôtres, nous semble suffisant pour démontrer qu'un daltonien pour le rouge perçoit fort bien les radiations vertes, et qu'il est faux de conclure de la confusion nominale de deux couleurs à leur non-perception.

J'attire, du reste, l'attention sur cet Ouvrage, dans lequel on trouvera une bibliographie très complète, avec l'analyse et la discussion de toutes les méthodes employées jusqu'à ce jour pour élucider la question de la vision des couleurs.

J. Macé de Lépinay.

A. KUNDT. — Ueber die Doppelbrechung des Lichtes in bewegten reibenden Flüssigkeiten (Sur la double réfraction dans les liquides en mouvement); *Annalen der Physik und Chemie,* t. XIII, p. 110; 1881.

M. Mach a signalé, dès 1872 (²), la double réfraction qu'acquièrent certaines substances pâteuses (baume de Canada, acide phosphorique sirupeux, etc.), lorsqu'on les agite rapidement. Maxwell reprit ces expériences par une méthode analogue à celle que nous allons décrire (³) et montra que la gomme et des sirops concentrés ne donnaient aucun résultat.

Deux appareils ont été employés simultanément par l'auteur. Entre deux nicols croisés, dont les sections principales sont à 45° de part et d'autre de la verticale, se trouve interposée une boîte qui présente une cavité cylindrique, dont l'axe est horizontal. Dans cette cavité peut tourner, d'un mouvement très rapide (de 5000 à 10 000 tours à la minute), un cylindre plein qui ne laisse entre sa surface et celle de la boîte qu'un espace annulaire étroit

(¹) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences,* 27 décembre 1880.
(²) *Journal de Physique,* t. II, p. 220.
(³) *Proceedings of the royal Society,* 1874.

($2^{mm},5$) dans lequel se trouve le liquide. La lumière, émise par une lampe électrique et rendue parallèle par une lentille, traverse l'espace annulaire dans une direction parallèle à l'axe du cylindre.

Des deux appareils employés, l'un était assez petit pour que l'on pût voir simultanément tout le canal cylindrique. L'appareil étant en rotation et contenant de l'huile d'olives, par exemple, on voyait ce canal s'éclairer plus ou moins, sauf dans les deux directions, à 45° de la verticale, qui correspondent aux plans de polarisation des deux nicols.

L'autre appareil était de plus grandes dimensions. Pour étudier le phénomène, on plaçait en avant une fente étroite, dirigée suivant le diamètre vertical, et, grâce à l'interposition d'une lame de gypse et à l'emploi d'un prisme à vision directe, on obtenait un spectre qui présentait une bande noire rectiligne lorsque l'appareil était au repos, et qui se déformait plus ou moins lorsque le liquide employé devenait biréfringent par la rotation du cylindre.

Les liquides suivants présentèrent une double réfraction négative plus ou moins intense : huiles diverses, collodion plus ou moins concentré. Ne présentèrent aucune double réfraction : la glycérine, l'acide métaphosphorique, le chlorure de calcium concentré, le verre soluble, l'eau, l'alcool, la benzine, le pétrole.

Le verre, comprimé pendant qu'il est soumis à l'action d'un électro-aimant, ne présente plus trace de pouvoir rotatoire. L'auteur chercha s'il en serait de même pour les liquides doués de pouvoir rotatoire. Il constata que le pouvoir rotatoire ne disparaît nullement dans ces conditions et ne semble pas sensiblement altéré. Parmi ces liquides, l'huile de ricin, la gomme arabique, le baume de Canada (dissous dans la benzine), la colle, présentèrent une double réfraction notable. Rien ne se produisit avec la dextrine, l'albumine, la térébenthine.

Signalons, pour terminer, deux phénomènes singuliers que l'auteur renonce à expliquer.

Avec les dissolutions de collodion étudiées au moyen du petit appareil, les branches de la croix noire, au lieu de coïncider avec les plans de polarisation des deux nicols, ne formaient qu'un angle de 25° avec la verticale et l'horizontale, et cela quelle que fût la concentration de la dissolution.

Pour la dissolution de colle, examinée au moyen du grand appareil, la bande sombre du spectre présentait à peu près la forme d'un ∢, couché horizontalement. J. MACÉ DE LÉPINAY.

TH. ERHARD. — Zur Kenntniss der Glasplattensaüle (Sur les piles de glaces); *Annalen der Physik und Chemie*, t. XII, p. 655; 1881.

L'auteur mesure au moyen du photomètre de Bunsen la proportion de lumière naturelle transmise par une pile de glaces, de 1 à 30 plaques et sous des incidences variant de 0° à 75°. Il trouve que la quantité de lumière transmise est toujours plus faible que celle que l'on peut calculer par les formules théoriques connues. Si la différence est faible dans le cas d'une seule plaque, elle devient considérable pour une pile de 25 glaces et croît avec l'angle d'incidence. J. MACÉ DE LÉPINAY.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXIV. — Novembre 1881.

J. MACÉ DE LÉPINAY et W. NICATI. — *Recherches sur la comparaison photométrique des diverses parties d'un même spectre*, p. 289.

F.-A. ABEL. — *Résultats des expériences faites avec des poussières provenant de la houillère de Seaham*, p. 384.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XII. — Octobre 1881.

F.-D. BROWN. — *Attraction moléculaire*, p. 233.

A. SCHUSTER. — *Sur la théorie dynamique de la radiation*, p. 261.

R.-H.-M. BOSANQUET. — *Sur l'histoire de la théorie des battements des fausses consonances*, p. 270.

TH. GRAY. — *Sur le meilleur arrangement du pont de Wheatstone pour la mesure d'une résistance donnée*, p. 283.

MISS EVELYN-M. WALTON. — *Liquéfaction et froid produits par la réaction de substances solides*, p. 290.

A. Tribe. — *Note sur une nouvelle méthode pour mesurer les affinités chimiques*, p. 299.

R. Shida. — *Sur le nombre d'unités électrostatiques contenues dans l'unité électromagnétique*, p. 300.

A. Gray. — *Réponse aux remarques du Dr Wright sur les mesures de M. Shida relatives au nombre d'unités électrostatiques contenues dans l'unité électromagnétique*, p. 301.

5e série. — Tome XII. — Novembre 1881.

H. Becquerel — *Recherches expérimentales sur la polarisation rotatoire magnétique*, p. 309.

S. Lavington Hart. — *Sur quelques effets électrocapillaires et sur une théorie du potentiel de contact*, p. 324.

W. Grant. — *Courbes d'induction électromagnétique*, p. 330.

Silvanus Thompson. — *Nouveau prisme polariseur*, p. 349.

Silvanus Thompson. — *Phénomènes d'audition binauriculaire*, p. 351.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome XIV. — N° 11. — Année 1881.

R. Kœnig. — *Remarques sur le timbre des sons*, p. 369.

C. von Than. — *Sur la comparaison des données fournies par les mesures calorimétriques*, p. 393.

H. Lorberg. — *Sur la conductibilité dans un système de cylindres et sur la détermination expérimentale de la conductibilité de l'eau*, p. 426.

H. Kayser. — *Condensation des gaz sur les surfaces. Sa dépendance de la pression et de la température*, p. 450.

W. Siemens. — *La machine dynamo-électrique*, p. 469.

F. Himstedt. — *Sur l'amortissement des oscillations des aimants par les plaques de fer*, p. 483.

Th. Erhard. — *Quelques propriétés électriques de l'indium*, p. 504.

K.-R. Koch et Fr. Klocke. — *Mouvement des glaciers*, p. 509.

E. Lommel. — *Théorie de la rotation du plan de polarisation*, p. 523.

A. Winkelmann. — *Remarques sur les recherches de M. L. Graetz :* Sur la conductibilité des gaz et sa variation avec la température, p. 541.

H. Helmann. — *Sur les décharges électriques*, p. 543.

CONGRÈS INTERNATIONAL DES ÉLECTRICIENS.

SÉANCE DU 5 OCTOBRE 1881.

DISCOURS DE M. J.-B. DUMAS.

Messieurs,

Une force qui circule aujourd'hui dans toutes les parties du globe, dont les organes, transportant la pensée ou la parole, à travers les airs, sous la terre, au fond des mers, bravent toutes les distances et tous les obstacles, devait donner naissance à une vaste industrie.

L'intensité de cette force, sa puissance de jet, la résistance que les agents de transmission opposent à son passage, autant de conditions qu'il était indispensable de définir et de préciser, pour rendre comparables les divers appareils en usage aujourd'hui.

Cependant, les mesures employées dans les divers pays pour désigner cette intensité, cette puissance de jet, cette résistance, ne se ressemblaient pas. Sous le même nom, on désignait autant de valeurs différentes qu'il y avait autrefois de pieds, de livres, de quintaux, de boisseaux, avant l'établissement du système métrique. En passant d'un pays à l'autre, il fallait changer de dictionnaire, et pour mettre d'accord les appareils de deux contrées entrant en communication télégraphique, il fallait se livrer à de longs et inutiles calculs.

Non seulement chaque nation, mais chaque électricien semblait se plaire à imaginer de nouvelles unités de mesure pour les effets de l'électricité. Le désordre allait croissant, lorsque l'heureuse initiative de l'Association britannique pour l'avancement des Sciences s'est appliquée à le faire cesser. Il appartenait, en effet, à cette réunion de tous les hommes éminents de l'Angleterre de prendre en main les intérêts de l'immense réseau de télégraphie sous-marine, dont on doit la création à sa puissante industrie, et de faire servir les vues purement scientifiques de Gauss et de Weber aux besoins de la pratique.

Prenant pour base les découvertes des grands géomètres et des illustres physiciens, l'honneur de notre siècle, dont les noms sur-

vivront aux noms plus retentissants, célèbres par la politique et les armes, l'Association britannique parvint, après de longs travaux, à instituer un système de mesures électriques étroitement coordonnées.

Qu'il fût question de force mécanique, de pouvoir magnétique, de courants électriques, d'électricité statique, de développement de chaleur ou de décompositions chimiques, toutes ces modifications, toutes ces manifestations de la puissance électrique pouvaient être rapportées désormais à une mesure commune, dérivant de trois unités absolues, et pouvaient être formulées en termes clairs et précis, ne laissant prise à aucun malentendu.

En présence d'un tel monument scientifique, digne de tous les respects et de tous les hommages, la tâche du Congrès était tracée. Il n'a pas hésité un seul instant à adopter les principes posés par l'Association britannique. De leur côté, les représentants illustres que l'Angleterre avait délégués au Congrès n'ont pas hésité non plus à accepter les changements de détail que l'état de la Science indiquait, et à souscrire à toute modification de nature à rendre plus facile l'adoption universelle du système.

La décision que le Congrès a prise à ce sujet n'est pourtant pas le résultat de concessions réciproques motivées par l'esprit de conciliation seul : elle a été préparée par une discussion, à laquelle aucune lumière n'a manqué.

Les savants les plus autorisés, dont la parole est écoutée avec respect dans le monde entier, ces savants dont le nom est sur vos lèvres y ont pris tous une part animée et convaincue. Si l'esprit de concorde et le sentiment de la plus délicate courtoisie n'ont jamais cessé de régner dans ces profonds débats, croyez bien, cependant, que la Science dans son expression la plus absolue, et la pratique dans son sens le plus élevé, se sont trouvées en présence, défendant avec une égale vigueur, et pied à pied, leurs territoires respectifs.

L'accord s'est fait, et, par une décision unanime, vous avez rattaché d'une part les mesures électriques absolues au système métrique, en adoptant pour base le centimètre, la masse du gramme et la seconde; de l'autre, vous avez institué des unités usuelles, plus voisines des grandeurs qu'on est accoutumé à considérer dans la pratique, et vous les avez rattachées par des liens étroits aux unités absolues. Le système est complet.

L'Association britannique avait eu l'heureuse idée de désigner ces diverses unités par les noms des savants auxquels nous devons les principales découvertes qui ont donné naissance à l'électricité moderne; vous l'avez suivie dans cette voie, et désormais les noms de Coulomb, de Volta, d'Ampère, de Ohm et de Faraday demeureront étroitement liés aux applications journalières des doctrines dont ils furent les heureux créateurs.

L'industrie, en apprenant à répéter chaque jour ces noms dignes de la vénération des siècles, rendra témoignage de la reconnaissance due par l'humanité tout entière à ces grands esprits, dont les bienfaits se répandent sur les plus ignorants et les plus humbles, et dont le génie et les efforts ne peuvent être appréciés que par l'élite des générations qui se succèdent. N'est-il pas juste que ceux qui reçoivent en quelques heures, des pays les plus lointains, des nouvelles d'un être aimé sachent que Volta, Ampère et Faraday ne sont pas étrangers à cet outillage merveilleux, dont la puissance fait battre les cœurs à l'unisson aux deux extrémités de la terre? Coulomb, Volta, Ampère, Ohm, Faraday ont appliqué leurs forces, sacrifié leur bien-être et voué leur vie entière à ces travaux dont nous recueillons les fruits, et si leur existence modeste et désintéressée n'a réclamé, pour de si grands bienfaits, d'autre profit qu'un peu de gloire, soyons assez justes pour en faire mesure large à leur souvenir.

Les représentants de la France, dans cette assemblée, ne sauraient oublier avec quelle unanimité et quel empressement leurs collègues de tous les pays se sont réunis pour demander que les unités électriques fussent rattachées aux unités anciennes du système métrique. Cette décision du Congrès forme le complément de l'œuvre accomplie, il y a bientôt un siècle, par la Convention nationale. L'adoption universelle des mesures électriques contribuera, sans doute, à décider les nations qui hésitent encore à introduire dans leur législation l'usage du système métrique. Ce sera un grand bienfait. Ce n'est pas aux savants ou aux industriels seuls que son usage est nécessaire : c'est à la population la plus humble qu'il offre des conditions claires pour toutes les transactions, et rapides pour tous les calculs.

En présence du merveilleux spectacle que l'initiative hardie de M. le Ministre des Postes et Télégraphes a réuni sous nos yeux,

a-t-on besoin d'insister pour justifier l'importance que le Congrès a mise au choix des unités électriques, et à leur universelle adoption par une convention internationale? Comment se reconnaître au milieu de ces appareils si puissants, si délicats, si divers, où se déploient toutes les ressources de la force mécanique, toutes les splendeurs de l'éclairage, toutes les magies des actions chimiques et tous les mystères de l'acoustique, si l'on ne peut comparer entre elles toutes ces manifestations d'une même force et en rapporter tous les phénomènes aux mêmes étalons?

Le Congrès dote la Science et l'Industrie de ces mesures communes de toutes les grandeurs dont l'influence apparaît dans les actions électriques les plus diverses. Il ouvre à l'espèce humaine une ère nouvelle de progrès et de fécondité, dont le concours empresse de toutes les nations à l'Exposition a révélé l'importance par l'infinie variété des moyens matériels mis au service de l'électricité, par la profondeur des débats que les savants les plus illustres sont venus enrichir libéralement des résultats les plus précieux de leurs travaux.

La mythologie grecque, personnifiant avec bonheur les forces de la nature, avait rangé les vents, les flots et le feu sous les ordres de divinités secondaires; elle avait fait du dieu de la Poésie et des Arts le représentant céleste de la lumière; par une admirable prescience, elle avait réservé la foudre à Jupiter.

La Science et l'Industrie se sont emparées depuis longtemps des forces que l'air et les eaux mettent à la disposition de l'homme. La vapeur, animée par le feu, lui permet de franchir tous les obstacles et de dominer les mers. La lumière n'a plus de secrets pour la Science, et les Arts multiplient chaque jour ses plus surprenantes applications. Restait un dernier effort à accomplir : il fallait saisir entre les mains du maître des dieux la foudre elle-même et la plier aux besoins de l'humanité; c'est cet effort que le XIX[e] siècle vient d'accomplir, et dont vous constatez le succès dans ce brillant Congrès.

Cet effort restera comme une date mémorable dans l'histoire; au milieu du mouvement de la politique et des agitations de l'esprit humain, il deviendra l'expression caractéristique de notre époque. Le XIX[e] siècle sera le siècle de l'électricité!

RAPPORTS SUR L'EXPOSITION INTERNATIONALE D'ÉLECTRICITÉ ET SUR LES TRAVAUX DU CONGRÈS DES ÉLECTRICIENS;

PAR M. MASCART.

I.

Monsieur le Ministre,

Avant de donner lecture des récompenses décernées aux principaux exposants, vous avez cru qu'il était nécessaire d'indiquer en quelques traits le caractère général de cette exposition, d'après l'examen attentif qui en a été fait par le jury. Est-il besoin d'ajouter que ce jury, composé des hommes les plus autorisés dans les différents pays, et à qui vous aviez laissé son entière liberté d'appréciation, a accompli sa mission avec un esprit de justice absolu, et qu'il a la conscience de n'avoir laissé dans son œuvre que la part d'imperfection qui tient à la nature même des jugements humains, surtout dans une question aussi neuve et aussi difficile?

Les récompenses que vous allez décerner s'adressent à la partie matérielle de l'Exposition, mais comment oublier, avant d'en faire l'énumération, le spectale noble et émouvant que nous a donné le congrès dans lequel sont venus s'exprimer les vœux qui se rapportaient à la partie intellectuelle de la science?

Par une nouveauté hardie, dont aucune exposition jusqu'ici ne nous avait rendus témoins, vous avez eu le bonheur inespéré de réunir autour de vous les savants les plus éminents de notre temps, ceux dont les découvertes ont étonné le monde, ceux qui ont fait de la science de l'électricité ce qu'elle est aujourd'hui. Ils sont venus à votre appel pleins d'une loyale confiance, ils ont ouvert devant le public surpris et charmé tous les trésors de leur génie, et nous devons ici exprimer le regret que la plupart d'entre eux n'assistent pas à cette solennité. Après des discussions dont l'histoire de la science gardera le souvenir, faisant le sacrifice de tout préjugé national, de toute idée préconçue et de toute prétention personnelle, ils ont donné, par une entente commune, une forme pratique et universelle à la langue de l'électricité et un système coordonné de mesures pour en déterminer les effets.

L'Exposition actuelle n'a pas de précédent. Elle représente l'ensemble des applications industrielles d'une science qui est pour ainsi dire née avec le siècle. Quelques-unes de ces applications ont paru dans les expositions antérieures, dont elles ne formaient que la moindre partie. Il y a quelques mois seulement, on pouvait encore douter que cette industrie fût capable de fournir les éléments d'une exposition universelle et d'attirer l'attention du public, mais les progrès accomplis de nos jours et presque sous nos yeux ont donné à l'ensemble des objets exposés un éclat incomparable.

L'Exposition présente même ce caractère inaccoutumé, que la science et l'industrie y sont intimement mêlées; on retrouve dans les applications usuelles les déductions de la science la plus élevée et le génie de l'invention dans ce qu'il a de plus imprévu.

Aussi le jury s'est-il trouvé souvent dans l'impossibilité de reconnaître par les récompenses ordinaires le mérite des institutions et des savants qui ont exposé des instruments de recherches scientifiques ou les résultats de leurs travaux; c'est ce concours désintéressé qu'il a voulu reconnaître par des diplômes de coopération.

Dans le développement historique de la science, les premiers instruments sont ceux qui servent à la production de l'électricité statique. Le fait le plus saillant que nous ait montré l'Exposition est le grand nombre des appareils multiplicateurs fondés sur les phénomènes d'influence, et dont la machine de Holtz est encore le type le plus répandu.

La construction des piles n'a présenté aucun progrès saillant. On lutte toujours, avec plus ou moins de succès, contre les effets de polarisation et les usures inutiles; mais dans toutes les applications importantes, même en télégraphie, la tendance de l'industrie est de remplacer les piles par les machines d'induction. On doit signaler cependant les accumulateurs d'électricité dont nous avons vu les premiers essais, qui n'ont peut-être pas encore reçu leur dernière forme, et dont le principe trouvera sa place dans l'industrie.

Les machines magnéto-électriques ont été une des plus grandes curiosités de l'Exposition. Toutes les solutions théoriques du problème ont été réalisées, mais le nombre des types auxquels on s'est arrêté est réellement très restreint, et on sait maintenant les adapter

d'une manière si parfaite aux différents besoins de l'industrie qu'on pourrait croire qu'on approche de la perfection et de la forme définitive, s'il n'était prudent de s'exprimer avec réserve dans une science si féconde en surprises.

La construction des câbles sous-marins s'améliore chaque année. Au point de vue de l'isolement, il y a une question de durée sur laquelle l'expérience seule peut prononcer; mais les câbles transatlantiques posés dans ces derniers temps conservent leurs propriétés isolantes avec une perfection qui n'avait pas encore été atteinte.

Pour les câbles souterrains, on n'est pas encore entièrement sorti de la période d'essai; les conditions d'adjudication sont peut-être un obstacle à la bonne fabrication.

De nouvelles idées se sont fait jour dans le Congrès et dans l'Exposition au sujet de la protection des édifices contre la foudre; la question reste à l'étude, mais ne tardera pas à être résolue par les commissions internationales.

Les appareils de mesure ont subi une transformation complète depuis que la pose et l'exploitation des câbles transatlantiques ont demandé à la science la solution des problèmes les plus difficiles. Les phénomènes d'électricité statique sont évalués avec une précision inconnue jusqu'ici. Les rhéostats, les galvanomètres ont pris des dimensions plus restreintes, des formes plus appropriées aux besoins de la pratique et plus conformes aux indications de la théorie. Ici encore, il ne semble pas qu'il reste aucun progrès important à accomplir.

La construction des condensateurs et des câbles artificiels avait à vaincre des difficultés toutes spéciales; ces appareils s'améliorent chaque jour et comportent maintenant une exactitude inattendue.

Il est impossible de signaler en quelques mots les pas de géant franchis par la télégraphie pour augmenter le travail des lignes. Par les appareils doubles, quadruples, basés sur une analyse délicate des ondes électriques, et par la transmission des vibrations sonores de différentes périodes, on est parvenu à transporter sur un même fil, dans le même sens ou en sens contraires, et simultanément, un nombre de dépêches dont on ne peut prévoir aujourd'hui la limite. D'autre part, le temps employé par un signal pour

parcourir les plus grandes lignes aériennes est tellement court, qu'il reste un long intervalle perdu entre deux signaux consécutifs d'un même appareil. On peut donc remplir cet intervalle par des signaux de plusieurs autres appareils, et il semble qu'il n'y ait d'autre obstacle à cette multiplication des dépêches, par division du temps, que la durée même de propagation de l'agent qui en est le messager.

Les effets de condensation n'ont pas encore permis d'appliquer aux câbles toutes ces méthodes si fécondes; c'est un problème à résoudre.

L'emploi des relais a, pour ainsi dire, supprimé les longues lignes et permis l'application à toute distance des appareils les plus délicats.

Des catastrophes récentes ont appelé l'attention du public sur la sécurité des chemins de fer. Les compagnies ont montré, par le grand nombre des systèmes de signaux exposés, que c'est là une de leurs principales préoccupations. L'emploi de l'électricité dans les signaux de protection avait été d'abord l'objet de nombreuses préventions ; l'expérience a montré, au contraire, que l'électricité n'est pas un agent capricieux, mais un serviteur fidèle et d'une sécurité absolue quand on sait bien l'utiliser.

Que dire de la téléphonie, la merveille de notre temps? La surprise causée dans le public et dans le monde savant par la première annonce de cette prodigieuse découverte a été dépassée par l'admiration de tous ceux qui ont pu en être les témoins. Les moyens de transmettre les sons musicaux, le chant et la parole humaine, et d'en multiplier la puissance sans en altérer le caractère, sont même devenus si nombreux qu'on peut se demander pourquoi la découverte a été si tardive. C'est comme un nouveau sens donné par le génie de Graham Bell à l'activité humaine et une véritable révolution sociale.

Dans l'ordre purement scientifique, la téléphonie a transformé les méthodes d'observation ; on arrive aujourd'hui à déterminer le poids, la composition chimique et la structure mécanique des corps par le seul concours de l'oreille.

Nous ne pouvons passer sous silence les phénomènes de radiophonie qui sont nés avec le concours de l'électricité et se rattachent aussi à cette science par le nom de l'inventeur : mais la radiophonie

n'emprunte plus rien à l'électricité et fait intervenir la lumière seule comme agent de transmission de la parole.

L'éclairage électrique a été dans l'Exposition une véritable révélation. A côté de la lumière à arc de Davy, qui a été transformée, régularisée par les méthodes les plus simples et les mécanismes les plus ingénieux, nous avons vu apparaître sa sœur rivale, la lumière à incandescence, qui ne se propose plus seulement d'illuminer les phares et d'éclairer les grands espaces, mais de s'établir au foyer domestique. Nous ne sommes qu'au début de cette industrie nouvelle, et l'épreuve est déjà complète; la lumière à incandescence est un hôte acclimaté qui ne nous quittera plus.

Les machines magnéto-électriques, créées d'abord en vue de la lumière, sont maintenant appelées à un rôle plus étendu. Dans l'industrie des dépôts métalliques, elles ont éliminé les piles, encombrantes et coûteuses; dans les arts mécaniques, l'électricité n'avait d'abord servi qu'à régler le départ, l'arrêt et le mouvement des organes de précision; elle transporte maintenant la force aux machines-outils, et même aux machines plus puissantes, qui exigent un travail important, sans autre intermédiaire que des fils métalliques qui suivent les routes les plus capricieuses. On peut réaliser aujourd'hui ce problème singulier de faire passer vingt chevaux-vapeur par le trou d'une serrure.

Cette question du transport de la force par l'électricité a exercé la sagacité des inventeurs. Nous voyons approcher le moment où l'électricité sera transportée à domicile, mise à la disposition du public par un jeu de robinets, réglée par des soupapes et mesurée par un compteur, plus rigoureusement peut-être qu'on ne le fait aujourd'hui pour l'eau et le gaz d'éclairage.

L'art médical ne paraît pas encore en mesure de profiter des ressources que lui offrent la science de l'électricité et la richesse de l'instrumentation; mais la Physiologie est dans une voie de progrès manifeste, et elle sent aujourd'hui le besoin d'une exactitude plus grande dans ses méthodes d'observation.

La galvanoplastie, au moins pour le dépôt des métaux usuels, l'argent, l'or et le cuivre, est arrivée à une perfection qui ne laisse rien à désirer. La fabrication des objets de table, qui fait descendre jusqu'aux plus humbles ménages les jouissances autrefois réservées au luxe, a pris une telle importance que l'argenture des cuillers et

des fourchettes absorbe chaque année 25 000 000 de francs d'argent métallique, c'est-à-dire le quart de la production annuelle de toutes les mines connues il y a quelques années.

On est maître aujourd'hui de produire des alliages en toutes proportions, et plusieurs métaux, tels que le fer, le nickel, le cobalt et l'étain ont fait leur apparition dans cette industrie si récente. L'électro-chimie devient même un puissant moyen métallurgique pour la purification du cuivre, si importante en télégraphie, et pour l'affinage des métaux précieux. Elle envahit aussi le domaine de la Chimie organique pour la rectification des esprits, et elle tend à se substituer au chlore dans le blanchiment des étoffes.

En horlogerie, on paraît avoir renoncé à utiliser l'électricité comme force motrice, et la tendance des artistes est de s'en servir uniquement comme moyen de réglage et de remise à l'heure, sous la direction d'une horloge centrale.

Le problème de la subdivision du temps a donné lieu à un grand nombre d'appareils ingénieux. En prenant les diapasons comme compteurs et l'électricité comme signal des phénomènes, on est parvenu à supprimer et à éliminer l'inertie des organes et à évaluer des intervalles de temps tellement courts que l'imagination peut à peine les concevoir. Il nous suffira de citer les applications à la détermination des longitudes, de la vitesse de la lumière, et à l'étude du mouvement des projectiles dans l'âme des armes à feu. L'électro-diapason pénètre même dans les ateliers et devient un instrument d'usage industriel.

On a recours à l'électricité pour enregistrer à distance les phénomènes météorologiques, les indications des niveaux d'eau, les observations d'hydrographie.

Elle est en voie de transformer les instruments de musique; elle donne aux pianos la durée des sons de l'orgue, et elle enregistre les improvisations musicales.

On la retrouve encore dans les jouets qui serviront ainsi à l'éducation de l'enfance, et dans des appareils d'une grande utilité sociale, tels que les télégraphes de quartiers et les avertisseurs d'incendie.

D'ailleurs, toute énumération serait nécessairement écourtée et incomplète et nous avons à peine le temps de saisir au passage les différentes applications qui se multiplient sous nos yeux.

Il serait injuste d'oublier les machines à vapeur et les machines à gaz qui donnaient la vie à l'Exposition, et auxquelles on demande maintenant des formes nouvelles mieux appropriées à l'industrie de l'électricité. On recherche dans le cas actuel des machines rapides et à mouvement régulier; nous ne pouvons pas affirmer que le problème soit encore résolu, mais de grands efforts ont été faits dans cette direction.

Les organisateurs de l'Exposition ont eu l'heureuse pensée de réunir les appareils qui ont servi aux fondateurs de la science, de sorte que l'histoire tout entière s'en déroulait sous les yeux des visiteurs. Nous devons adresser nos plus vifs remerciements aux grandes institutions scientifiques qui ont bien voulu nous confier les précieuses reliques de leurs hommes de génie. La comparaison de ces instruments de travail si modestes avec les résultats merveilleux de l'industrie qu'ils ont fondée par leurs découvertes a été pour le public, si désireux d'apprendre, une véritable initiation et un salutaire enseignement. On a pu ainsi toucher du doigt ce que devient la pensée d'un grand esprit quand elle est fécondée par le temps et par le travail des hommes intelligents et dévoués qui s'en emparent.

Quiconque a vu l'Exposition et s'est rendu compte des résultats acquis aujourd'hui dans une science aussi récente reconnaîtra que c'est un nouveau monde ouvert à l'activité de l'intelligence humaine.

II.

M. le Ministre m'a donné la mission périlleuse de résumer devant vous les travaux pratiques accomplis par le Congrès, en indiquant brièvement la portée des questions qui ont été examinées et les motifs des résolutions auxquelles vous vous êtes arrêtés. Pour remplir dignement cette tâche, je m'efforcerai de m'inspirer de votre propre pensée et de me faire l'écho fidèle de vos délibérations.

Dans le domaine de la science pure, nous devons signaler les discussions qui se sont élevées sur le magnétisme terrestre et l'électricité atmosphérique.

On sait depuis longtemps qu'il existe un lien étroit entre les

perturbations magnétiques, les aurores polaires et les courants qui se manifestent à la surface de la terre. Les lignes télégraphiques forment aujourd'hui un réseau qui enveloppe le monde entier, jusqu'aux contrées où la civilisation n'a pas encore pénétré, et constituent ainsi un immense observatoire magnétique. Vous avez pensé que la science devait demander le concours des administrations d'État et des grandes compagnies qui exploitent les lignes télégraphiques, afin d'utiliser ce réseau pour l'étude du magnétisme terrestre. La question présente même un caractère d'urgence, si l'on veut venir en aide aux expéditions organisées par la commission polaire internationale pour entreprendre pendant une année, à partir de l'automne prochain, une série d'observations simultanées sur le magnétisme terrestre, avec des stations distribuées dans les deux hémisphères et aussi près des pôles que le permettront les rigueurs du climat.

Tels sont les motifs des vœux suivants adoptés par le Congrès :

« 1° Que des mesures soient prises par les différentes administrations télégraphiques, afin d'organiser une étude systématique des courants terrestres, sous le patronage d'un comité international;

» 2° S'il n'est pas possible d'obtenir à bref délai une pareille organisation générale, il est à désirer qu'au moins des observations soient faites aux jours termes spécifiés par la commission polaire internationale, à l'époque de ses expéditions. »

L'électricité atmosphérique a donné lieu à un débat dans lequel nous avons eu la fortune d'entendre les vues ingénieuses ou profondes émises par des esprits éminents, parmi lesquels il me suffira de citer les noms de sir W. Thomson et de M. Helmholtz. Le Congrès en a gardé l'impression que les phénomènes d'électricité atmosphérique, si peu étudiés jusqu'à présent, constituent l'un des problèmes les plus élevés de la science, qu'ils jouent sans doute un grand rôle dans la nature et méritent d'attirer l'attention de tous les observateurs. Les principes ont été bien établis, la signification physique des effets que l'on peut observer a été nettement définie; mais, pour apporter un progrès marqué dans nos connaissances sur cette question difficile, il est nécessaire que l'on dispose d'observations nombreuses faites simultanément dans un grand nombre de stations avec des méthodes comparables entre elles. Vous avez

donc pensé, sur la proposition de M. Rowland, qu'il était utile d'établir une entente commune sur le « choix des méthodes et des instruments qui répondront le mieux aux indications de la théorie, afin de généraliser cette étude à la surface du globe. »

Les questions relatives à l'électro-physiologie comprenaient, en particulier, l'examen des méthodes employées jusqu'à présent dans les laboratoires de recherches et dans les appareils médicaux, la discussion des méthodes nouvelles qui pourraient être proposées et le moyen d'en rapporter les effets à des mesures absolues. Une commission spéciale, composée des savants les plus autorisés, a consacré plusieurs séances à ces travaux, et vous avez entendu le savant Rapport qui vous a été présenté par M. du Bois-Reymond; mais la nature du sujet ne comportait pas de résolutions sur lesquelles le Congrès fût appelé à émettre un avis.

Nous quittons maintenant la science pure pour entrer dans les applications, autant qu'il est permis d'établir aujourd'hui une pareille distinction en présence des résultats et des découvertes dont l'industrie nous a donné le spectacle.

Le problème de la protection des édifices contre les effets de la foudre, résolu déjà dans ses traits principaux par le génie de Franklin, a été l'objet d'une discussion mémorable. Le Congrès a entendu, avec le plus vif intérêt, les explications de M. Melsens sur les paratonnerres à conducteurs multiples, les renseignements fournis sur les instructions de l'Académie des Sciences de Paris et de l'Académie de Berlin, les idées émises par plusieurs de nos collègues et les résultats des travaux de la commission anglaise des paratonnerres. Vous avez pensé qu'il n'était pas possible actuellement d'émettre un avis motivé sur les différents systèmes en présence, mais que le Congrès devait user de son influence pour obtenir « qu'une entente s'établît entre les divers États en vue de réunir les éléments d'une statistique relative à l'efficacité des divers systèmes de paratonnerres en usage. » Une pareille enquête, étendue à tous les pays, sera un document précieux pour fixer à l'avenir l'opinion des savants.

La question n'a pas tardé à prendre un caractère plus général. Les effets de l'électricité terrestre se manifestent sur les lignes télégraphiques avec une intensité particulière et dans des circonstances plus variées, et l'on a dû prendre de nombreuses précau-

tions pour préserver les appareils de réception, les bureaux et les fonctionnaires chargés du service des dépêches.

Jusque-là les paratonnerres télégraphiques n'avaient guère préoccupé que les administrations. Mais l'électricité ne se borne plus à transmettre la pensée humaine d'un bout à l'autre de l'univers. Grâce à la merveilleuse invention dont Graham Bell a eu la gloire, et qui constitue l'une des plus grandes découvertes de ce siècle si fécond, l'électricité porte aujourd'hui directement d'homme à homme, et sans aucune traduction intermédiaire, les modulations de la musique et la parole articulée.

Si l'on n'a pas trouvé encore, et s'il y a peu d'espoir de trouver le secret de prolonger la vie humaine, on en multiplie l'activité et les jouissances intellectuelles dans des proportions inespérées. Les résultats déjà obtenus dans les communications téléphoniques nous permettent d'affirmer qu'on a ainsi créé subitement une nouvelle nécessité sociale. Mais, pour répandre ce bienfait, il devient nécessaire de multiplier aussi les fils télégraphiques, d'en couvrir les grandes villes, de les introduire dans l'intérieur des habitations. L'opinion publique a pu s'émouvoir de cette innovation et craindre que l'on ne frayât ainsi un chemin facile aux ravages de la foudre.

A la suite d'une discussion approfondie, le Congrès a pensé qu'on ne devait pas s'inquiéter outre mesure de ces dangers, si des précautions convenables étaient prises dans l'établissement des fils; toutefois, il ne pouvait affirmer que la protection fût absolue, et il a exprimé le vœu que l'enquête relative aux paratonnerres fût étendue aux accidents observés sur les fils télégraphiques et les fils téléphoniques.

M. Van Rysselberghe a installé dans le palais de l'Exposition un appareil qui enregistre à Paris les opérations météorologiques faites à Bruxelles, démontrant par expérience la possibilité de mettre à exécution un projet qu'il a présenté au Congrès. On pourrait ainsi obtenir simultanément, dans les principaux instituts météorologiques d'Europe, un enregistrement ininterrompu des phénomènes observés dans un certain nombre de stations; on aurait constamment sous les yeux l'état général de l'atmosphère à la surface de l'Europe et tous les éléments nécessaires pour renseigner les populations, à la première alerte, sur l'arrivée probable des tempêtes.

Vous avez jugé que ce projet est réalisable et qu'il rendrait des services certains; mais, avant de le recommander aux gouvernements, il a paru nécessaire de le soumettre à une étude approfondie, pour déterminer quelle serait la dépense totale d'installation et d'entretien des appareils et des fils de transmission, ainsi que la part qui incomberait à chacune des nations d'Europe, si l'on devait y consacrer un réseau spécial de fils internationaux.

Au point de vue de la télégraphie pratique, plusieurs questions d'intérêt commun ont été soulevées dans les séances de section et dans le Congrès.

Lorsqu'une ligne en service n'emprunte qu'un seul territoire ou appartient à une seule compagnie, l'administration compétente a toutes facilités d'en étudier et d'en contrôler le bon état; mais, lorsque la ligne emprunte des fils appartenant à plusieurs réseaux différents, il est souvent difficile, en raison des nécessités de l'exploitation, de trouver le moment opportun pour ces épreuves. Afin de remplir cette lacune regrettable, le Congrès a approuvé le vœu présenté par la deuxième section, « qu'une entente soit établie entre les administrations télégraphiques des divers pays, à l'effet d'instituer des expériences périodiques de mesure sur les fils internationaux. »

La deuxième section a encore présenté au Congrès les vœux suivants, qu'il suffira d'énoncer pour en faire comprendre l'intérêt pratique :

« Dans les marchés et les publications, on ne désignera désormais les fils que par leur diamètre exprimé en millimètres, à l'exclusion de toute autre indication de jauge.

» La même règle sera appliquée aux dimensions des diélectriques. »

La construction des câbles souterrains et des câbles sous-marins exige des quantités énormes de gutta-percha, et l'industrie se demande avec inquiétude si les arbres dont on extrait ce produit précieux ne menacent pas de nous faire défaut. La deuxième section a appelé, sur ce point, l'attention des gouvernements, en insistant sur la nécessité de régler l'exploitation de la gutta-percha, de prendre des mesures pour en assurer la conservation et d'essayer dans d'autres pays l'acclimatation des arbres qui la produisent.

Une question de la plus haute importance pour les grandes

lignes de communications télégraphiques sous-marines a été soulevée devant le Congrès, celle des droits respectifs des compagnies qui ont des câbles juxtaposés ou croisés et des règles à établir quand un de ces câbles doit être relevé pour des réparations. On a fait remarquer aussi qu'il n'existe pas, jusqu'à présent, de garanties suffisantes pour la propriété des câbles. Des lignes établies à grands frais, qui mettent en relation les deux mondes et représentent de grands intérêts industriels, n'ont pas une sécurité en rapport avec leur importance sociale, et l'on peut craindre qu'elles ne soient souvent compromises sans recours par la malveillance ou la brutalité.

Il y a là des questions de droit international et de droit privé qui échappaient à la compétence du Congrès; mais vous avez cru devoir appeler sur ce point l'attention des législateurs, et vous avez émis le vœu que « les gouvernements des différents pays s'occupent de la grave question de propriété et d'usage des câbles sous-marins. »

Le Congrès s'est préoccupé aussi des signaux distinctifs et des règles de navigation à établir pour les navires employés à la pose ou au relèvement des câbles, et il avait émis un vœu à ce sujet; mais M. le Ministre vous a informés que cette question se trouve déjà résolue par une convention à laquelle ont adhéré la plupart des nations.

La lumière électrique a tenu dans le Congrès la place importante qu'elle avait conquise dans le palais de l'Exposition.

Il y a quelques années seulement, la lumière électrique était réservée aux séances exceptionnelles d'expériences scientifiques et à la production des grands effets de décoration théâtrale; elle n'a pas tardé à prendre possession des phares, où sa puissance d'éclairement a augmenté la sécurité des navigateurs sur nos côtes; elle est mise à contribution depuis quelques années pour l'éclairage des grands espaces, des ateliers, des magasins, des rues; enfin elle pénètre aujourd'hui dans les habitations particulières, se perfectionne, se subdivise sous les formes les plus variées et s'impose à l'attention publique.

Dans la discussion qui s'est élevée sur ce sujet, et à laquelle ont pris part un grand nombre de savants, on a examiné la nature, la qualité et les caractères nouveaux de cette lumière. Sur la question

de savoir comment on pourrait évaluer son pouvoir éclairant, le Congrès s'est arrêté à cette conclusion, que les étalons en usage, les bougies et la lampe Carcel, étaient devenus insuffisants. Il est nécessaire de trouver pour l'avenir un étalon de lumière qui possède d'autres qualités et un plus grand éclat, et vous avez entendu avec la plus vive attention les idées nouvelles qui se sont fait jour à ce sujet.

En attendant les progrès que l'avenir ne tardera pas à nous apporter, vous avez été d'avis : 1° « de recommander l'emploi de la lampe Carcel dans les comparaisons photométriques que doit faire le jury avec les divers appareils de lumière électrique exposés; 2° de présenter le vœu que le gouvernement français veuille bien prendre l'initiative d'une commission internationale qui sera chargée de déterminer l'étalon définitif de lumière et d'indiquer les dispositions à observer dans les expériences de comparaison. »

Enfin, on demande aujourd'hui à l'électricité, non seulement de transmettre la pensée, la parole et la lumière, mais aussi de porter le travail mécanique. Elle est largement mise à profit dans les compagnies de chemins de fer, pour les signaux destinés à protéger la marche des trains; dans l'industrie, pour la mise en action des organes délicats et même des machines qui exigent un travail important. L'Exposition nous a montré l'électricité employée à faire mouvoir des ventilateurs, des pompes, des voitures, des charrues, et l'on voit arriver le moment où elle portera la force motrice dans tous les ateliers des grandes villes. L'industrie des métaux y a recours pour les dépôts galvaniques, l'affinage, l'extraction des métaux précieux, et nous avons assisté à une expérience curieuse de M. William Siemens, où le courant électrique apporte à l'intérieur d'un foyer la chaleur nécessaire pour produire les températures les plus élevées et obtenir de véritables opérations métallurgiques. Toutes ces applications soulèvent une foule de problèmes sur la distribution, la répartition, le réglage des courants électriques, ainsi que le transport du travail mécanique; le Congrès a entendu à ce sujet des communications du plus haut intérêt, et il a appelé l'attention du jury sur l'utilité de faire des expériences de comparaison avec les appareils dynamo-électriques que renferme l'Exposition.

Le Congrès international, avec l'aide de l'Exposition dont il pou-

vait profiter comme d'un immense laboratoire, a donné une grande publicité aux découvertes et une impulsion réelle au génie des inventeurs. En dehors de son rôle dans les questions de science technique, ce Congrès a donc fait une œuvre utile au progrès général et marquera une date importante dans l'histoire de l'électricité.

FIN DU TOME DIXIÈME.

TABLE DES MATIÈRES.

Pages.

FIN DE LA TABLE DU TOME DIXIÈME.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LES DIX PREMIERS VOLUMES.

(Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire désigne le volume; le second désigne la page.)

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS DES DIX PREMIERS VOLUMES.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

CONTENUES

DANS LES DIX PREMIERS VOLUMES.

Mécanique et pesanteur.

Actions moléculaires et Capillarité.

Acoustique.

Chaleur.

Électricité et Magnétisme.

Optique.

Météorologie et Physique du globe.

Notice biographique.

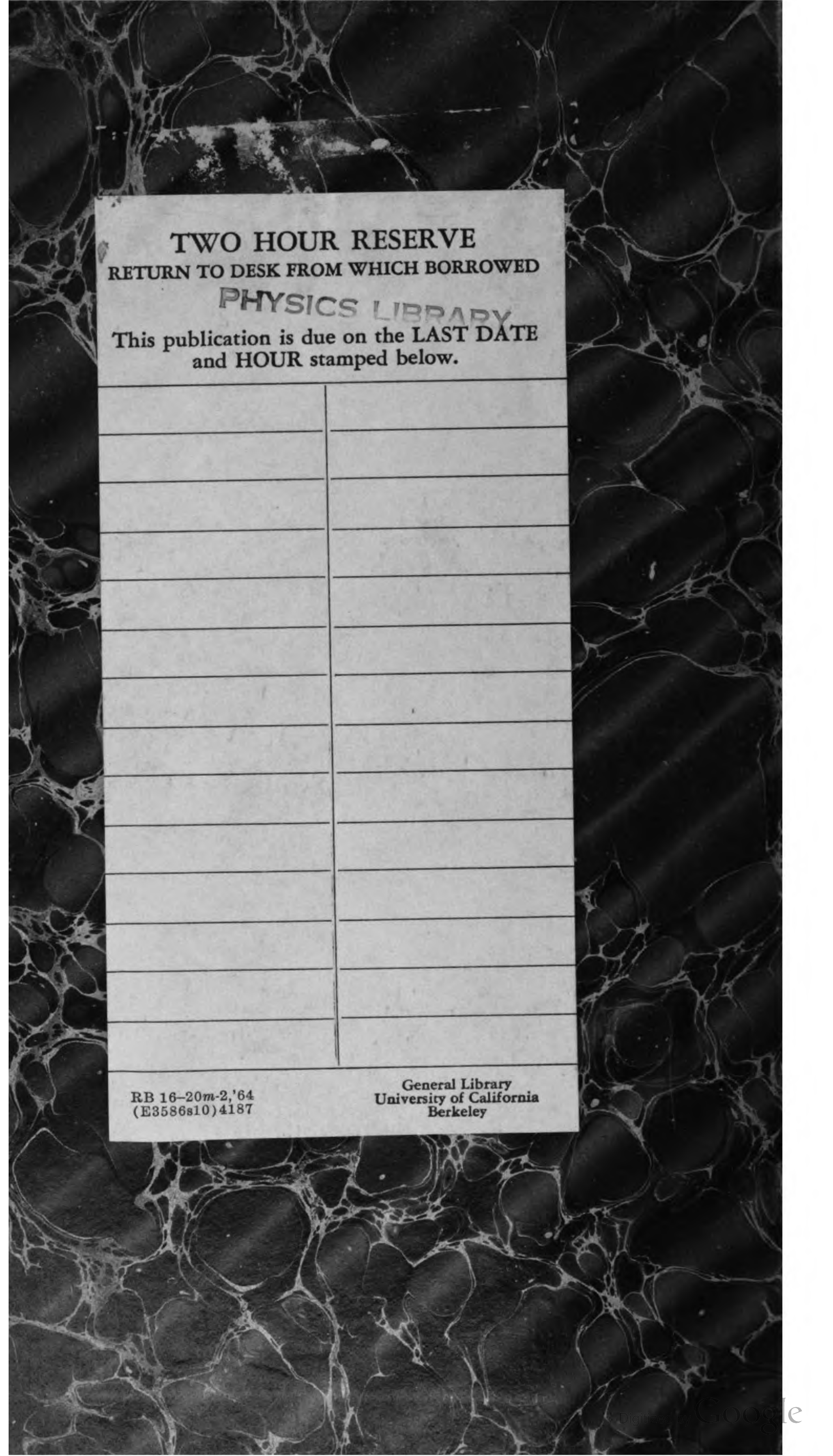
Bouty. Notice sur la vie et les travaux de J.-Ch. d'Almeida, IX, 458.

Rapports et Discours

J.-B. Dumas. Discours sur les unités, X, 543. — *Mascart*. Rapport sur l'Exposition d'électricité et sur le Congrès des électriciens, X, 547.

FIN DE LA TABLE ANALYTIQUE DES DIX PREMIERS VOLUMES.

1116 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS, quai des Augustins, 55.



TWO HOUR RESERVE
RETURN TO DESK FROM WHICH BORROWED
PHYSICS LIBRARY
This publication is due on the LAST DATE and HOUR stamped below.
RB 16–20m-2,'64 (E3586s10)4187
General Library University of California Berkeley



